www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 26, 1964/65, no. 7

Een televisie-bandopnemer voor niet-professioneel gebruik

H. K. A. de Lange

681.84.081 : 621.397

Terwijl de registratie van geluidssignalen op magneetband voor vele niet-professionele doeleinden tegenwoordig gemeengoed is, was het gebruik van magnetische registratie van televisiesignalen tot voor kort beperkt tot plaatsen waar de desbetreffende dure en gecompliceerde apparaten door technisch geschoold personeel kunnen worden bediend. In de laatste tijd zijn echter toestellen voor dit doel geconstrueerd die ook voor gebruik door niet technisch geschoolde personen geschikt zijn.

De mogelijkheid om televisiesignalen op een magneetband vast te leggen, bestaat reeds enkele jaren. Tot voor kort bleef de toepassing hiervan echter beperkt tot televisiestudio's. Voor niet-professioneel gebruik dienen de gebruikte apparaten compacter en minder kostbaar te zijn, terwijl de bediening door niet technisch geschoolde personen moet kunnen geschieden. Van een dergelijke in onze laboratoria ontwikkelde televisie-bandopnemer zullen wij in het hierna volgende een beschrijving geven.

Ir. H. K. A. de Lange is medewerker van de Wiener Radiowerke GmbH, Wenen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Het is te verwachten dat in de naaste toekomst deze apparaten toepassing zullen vinden zowel in de amusementssector als daarbuiten. Als een mogelijk toepassingsgebied noemen wij de schooltelevisie, waarbij een bandopnemer de mogelijkheid kan scheppen om een programma een willekeurig aantal malen te herhalen, zodat parallelklassen een bepaalde uitzending op verschillende tijden kunnen zien. Door het feit dat de beelden onmiddellijk na het opnemen kunnen worden vertoond, kan een bandopnemer bij het onderwijs ook andere belangrijke diensten bewijzen, speciaal bij het vakonderwijs. Verwante toepassingsgebieden zijn bewegingsstudies in de industrie, bij sporttraining, toneel en ballet.

Ook zouden bandopnamen van beelden kunnen worden gebruikt als bewijsmateriaal bij controle op verkeersovertredingen zowel als bij het maken van verkeersstudies. Meer algemeen gezegd, is deze manier om beelden vast te leggen aangewezen in gevallen waar het opnemen van de beelden wèl, doch het bewaren van alle opnamen voor archiefdoeleinden niet zozeer van belang is. Ten slotte noemen wij nog de toepassing van op deze wijze vastgelegde beelden in de röntgendiagnostiek. Op deze mogelijkheid, zij het met stilstaande beelden, werd reeds gewezen in een artikel in dit tijdschrift over de magnetische registratie van televisiebeelden op een wiel [1].

Aan de apparatuur te stellen eisen

Alvorens over te gaan tot een beschrijving van het apparaat, zullen wij de belangrijkste eisen noemen waaraan een niet-professionele televisie-bandopnemer moet voldoen.

1) Omdat de bediening door niet-technici moet kunnen geschieden, mogen geen kritische instellingen nodig zijn en moet een foutieve bediening die gevaar voor het apparaat kan opleveren, worden uitgesloten.
2) Het apparaat moet kunnen worden aangesloten op een normale televisieontvanger zonder dat in dit laatste toestel grote ingrepen nodig zijn. Dit geldt zowel voor het opnemen als voor het weergeven van een programma. Verder moet het toestel kunnen werken in een gesloten televisieketen, d.w.z. in combinatie met een televisiecamera, een microfoon en een videoweergever (monitor).
3) Het apparaat moet gemakkelijk te transporteren zijn.
4) Het bandverbruik dient zo klein te zijn dat de banden niet te kostbaar of te groot worden.
5) Een redelijke speelduur moet zonder onderbreking mogelijk zijn.
6) Er mogen geen bijzonder hoge eisen worden gesteld aan de constantheid van de netspanning of van de netfrequentie.
7) De beeldkwaliteit behoeft niet gelijk te zijn aan die van professionele apparaten maar dient toch acceptabel te zijn.
8) De prijs moet aanzienlijk lager zijn dan die van professionele apparaten.

Uit deze opsomming blijkt het paradoxale feit dat in sommige opzichten aan een dergelijk apparaat eisen worden gesteld die zwaarder zijn dan die welke men aan de kostbare studioapparaten stelt. Met name wijzen wij hier op de te nemen maatregelen tegen foutieve bediening en op de mogelijkheid tot directe aansluiting op een normale televisieontvanger. Dit laatste schept problemen met betrekking tot het toevoeren en afnemen van het signaal; hierop komen wij in het volgende terug. Een vereenvoudiging ten opzichte van studiobandopnemers kan worden bereikt doordat ten gevolge van de minder hoge eisen die aan de kwaliteit van het beeld gesteld worden, de hoogste frequentie van de te registreren videosignalen kleiner kan zijn. Terwijl men bij studio-bandopnemers signalen met frequenties tot b.v. 5 MHz wil registreren, is de hoogste frequentie bij het hierna te beschrijven apparaat 2,5 MHz [2]. Hierdoor kon de bandsnelheid worden beperkt en ontstond tevens de mogelijkheid om de afmetingen van het apparaat te verkleinen.

Principe van het apparaat

Bij het eenvoudigste systeem voor magnetische registratie staat de kop die voor opname en weergave dient, stil en wordt de band er langs gevoerd. Voor registratie van videosignalen blijken zich hierbij echter grote moeilijkheden voor te doen. Nemen we als hoogste videofrequentie 2,5 MHz aan, en als kleinste golflengte van het op de band geregistreerde signaal 2 μm, d.i. ongeveer het uiterste wat tegenwoordig bereikbaar is, dan wordt de nodige bandsnelheid 5 m/s. Wil men hierbij een niet te korte speelduur bereiken, dan moeten zeer grote bandhaspels worden gebruikt. Verder is het moeilijk om bij een zo grote snelheid een betrouwbaar contact tussen band en schrijfkop te handhaven. Een ander bezwaar is nog dat men bij dergelijke grote en zware haspels relatief grote motoren en een gecompliceerd remsysteem moet toepassen.

Om de bovenvermelde redenen werd een systeem gekozen waarbij de aftastsnelheid veel groter is dan de bandsnelheid doordat de kop gemonteerd is op een roterende schijf. Het systeem komt overeen met dat van een experimentele installatie voor studiogebruik, waarvan enige tijd geleden een voorlopige beschrijving in dit tijdschrift is gegeven [3]. Bij het hier te beschrijven niet-professionele toestel werd echter gebruik gemaakt van de mogelijkheid die wordt geboden door de beperk-

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te frequentieband, om de afmetingen en de bandsnelheid te verkleinen.

Het principe van de constructie is weergegeven in *fig. 1*. De magneetband *B* met een breedte van 25 mm wordt in één winding van een schroeflijn om bijna de gehele omtrek (355°) van de stilstaande trommel *T* getrokken. De snelheid van de band bedraagt slechts 19 cm per seconde. Met haspels van niet meer dan 23 cm diameter, die een band ter lengte van 540 m bevatten, kan hierbij een speelduur van 45 minuten worden bereikt. De schroeflijn heeft een spoed die bijna gelijk is aan de breedte van de band. In de trommel, waarvan de diameter 15 cm is, bevindt zich een schijf *S*, die met een snelheid van 50 omwentelingen per seconde roteert. Op deze schijf is de schrijfkop (*videokop*) K_v bevestigd, die dus meeroteert en hierbij loopt in een spleet *G*, die over de gehele omtrek van de trommel *T* is aangebracht. Bij iedere omwenteling schrijft de videokop zodoende een circa 47 cm lang spoor schuin op de band, en doordat de band zich tijdens iedere omwenteling een weinig verplaatst, komt elk volgend spoor naast het voorgaande te liggen. Zo wordt dus, op twee smalle randjes na, de gehele band met sporen volgeschreven. In *fig. 2* is de ligging van enkele sporen op een gedeelte van de band weergegeven. De hartafstand van twee opeenvolgende sporen is 180 μm.

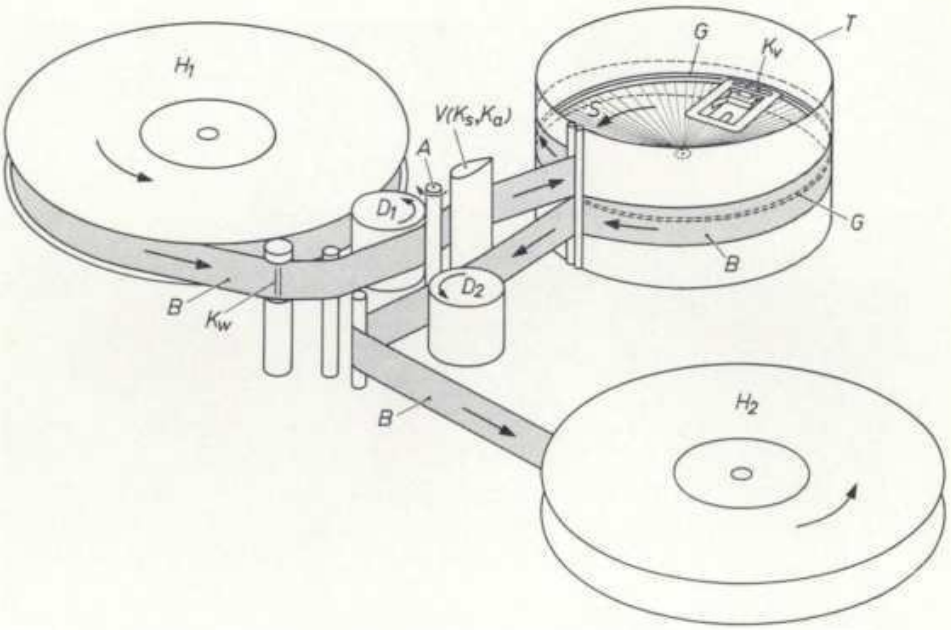


Fig. 1. Constructie van de televisie-bandopnemer. *T* trommel, met spleet *G*. In de spleet loopt de videokop K_v, die is bevestigd op de roterende schijf *S*. *V* vleugelvormig lichaam, waarin zich de synchronisatiekop K_s en de audiokop K_a bevinden. K_w wiskop. *B* magneetband. H_1 en H_2 haspels. *A* aandrijfas voor de band. D_1 en D_2 aandrukrollen.

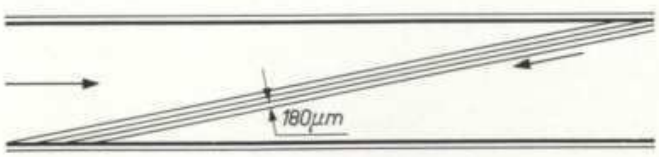


Fig. 2. De videosignalen worden in schuine sporen op de 25 mm brede band geregistreerd. Ieder spoor heeft een breedte van 180 μm en een lengte van ongeveer 47 cm. Langs de bovenste rand van de band worden de rastersynchronisatie-impulsen en langs de onderste rand het audiosignaal geschreven.

Uit de genoemde omloopsnelheid van de videokop volgt dat elk spoor wordt geschreven in de tijd die nodig is voor één televisieraster (1/50 s), zodat op ieder spoor een volledig beeld wordt geregistreerd (weliswaar met het halve aantal lijnen). Bij het opnemen van de beelden wordt de rotatie van de schijf gesynchroniseerd met de beeldrasters en wordt de faze zodanig ingesteld dat het moment waarop de kop „overstapt" van het oplopende naar het aflopende stuk van de band, optreedt vlak voor de rasterterugslag. Iedere rastersynchronisatie-impuls wordt aldus volledig geregistreerd en er is geen onderbreking in de registratie van deze impuls en het hierna volgende raster. De voor het overstappen noodzakelijke onderbreking valt vlak voor de rasterterugslag. Dientengevolge treedt een verlies van enkele lijnen van het beeld op; dit is echter bij het weergeven niet of nauwelijks merkbaar, aangezien de laatste lijnen van ieder beeld doorgaans door het voor de beeldbuis geplaatste masker worden bedekt.

Voor het *weergeven* van de geregistreerde beelden wordt dezelfde videokop gebruikt. Uiteraard moet deze hierbij precies over de sporen lopen en niet b.v. op de grenslijn van twee sporen. Men moet er dus voor zorgen dat de roterende schijf nauwkeurig in de juiste faze blijft met de passerende sporen. Als hulpmiddel hiervoor worden tijdens het registreren de normale rastersynchronisatie-impulsen tevens op een der randen van de band geregistreerd, waar ze dus met afstanden van 190/50 = 3,8 mm op elkaar volgen. Dit geschiedt met een stilstaande kop (*synchronisatiekop*) K_s, die te zamen met de hierna te bespreken kop K_a in de vleugel-

[1] J. H. Wessels, Een geheugenwiel voor magnetische registratie van televisiebeelden, Philips techn. T. **22**, 1-11, 1960.

[2] In dit verband zij opgemerkt dat bij vele normale televisie-uitzendingen geen videosignalen met frequenties hoger dan 2,5 MHz voorkomen; in deze gevallen is dus de kwaliteit van het door de bandopnemer weergegeven beeld niet slechter dan die van een direct ontvangen televisiebeeld.

[3] F. Th. Backers en J. H. Wessels, Een experimentele apparatuur voor televisieregistratie op magneetband, Philips techn. T. **24**, 84-87, 1962.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 3. Bovenzijde van het toestel. Om de videokop zichtbaar te maken, is het deksel van de trommel T (zie fig. 1) verwijderd.

vormige houder V is bevestigd. Bij het weergeven van de beelden wordt de kop K_s eveneens gebruikt. De impulsen die dan hiermede worden verkregen, besturen de snelheid van de band en de fazepositie van de roterende kop K_v ten opzichte van de sporen. De geregistreerde rasterimpulsen hebben dus dezelfde functie als de perforatie die bij films wordt gebruikt; men zou van een magnetische perforatie kunnen spreken.

Op de andere rand van de band wordt het geluid geregistreerd. Hiertoe dient de *audiokop* K_a, die eveneens in de houder V is gemonteerd. Bij het opnemen wordt de van de haspel H_1 aflopende magneetband eerst langs de *wiskop* K_w gevoerd, die zo breed is dat zowel de beeldsporen als het geluid- en het synchronisatiespoor van een reeds aanwezige registratie worden uitgewist.

Fig. 3 is een foto van de bovenzijde van het apparaat. Hierop zijn de verschillende besproken onderdelen te herkennen. Het deksel waarmee de trommel T aan de bovenzijde wordt gesloten, is hier verwijderd, zodat de bevestiging van de videokop K_v op de schijf S zichtbaar is. In *fig. 4* wordt de videokop afzonderlijk getoond. Als magnetisch materiaal is ferriet toegepast. Ter voorkoming van afbrokkelen langs de randen, waarvoor speciaal bij de spleet gevaar bestaat, is op kritische plaatsen glas aangebracht.

Enkele constructiedetails

De schijf S wordt aangedreven door een tweetal asynchrone motoren, die beide met de as van de schijf zijn gekoppeld via een snaaroverbrenging. De motoren oefenen op de schijf een groter koppel uit dan dat wat nodig is om de juiste rotatiesnelheid te verkrijgen. De gewenste snelheid wordt echter gehandhaafd door een wervelstroomrem, waarvan de bekrachtigingsstroom wordt geleverd door een elektronische regelschakeling. Op deze schakeling komen wij nader terug bij de behandeling van het elektronische gedeelte.

De reden waarom we de regelschakeling laten werken op een rem en niet op de motoren, is dat het door deze schakeling te leveren vermogen dan kleiner kan zijn. Bij regeling op de motoren zou immers door de regelschakeling de energie geleverd moeten worden die nodig is voor het aanlopen en in beweging houden van de schijf met de videokop. Bovendien is het schakeltechnisch veel eenvoudiger met een regelsysteem een wervelstroomrem te sturen dan een motor.

De roterende videokop is met het signaalverwerkende gedeelte van de schakeling verbonden door middel van een transformator, waarvan één der wikkelingen stilstaat en de andere met de schijf S meeroteert. Bij deze wijze van koppelen zijn geen sleepringen en borstels nodig, en het gevaar van een onbetrouwbaar contact is dus ten enenmale vermeden.

Fig. 4. De videokop K_v (zie fig. 1), met houder.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het *aandrijven van de band* geschiedt door middel van de as A en twee drukrollen, D_1 en D_2, die het oplopende en het aflopende deel van de band tegen de as drukken. Door deze manier van aandrijven kunnen ter plaatse van de trommel in de bandsnelheid geen onregelmatigheden voorkomen, die b.v. door de haspels zouden kunnen worden veroorzaakt. Bovendien is nu de spanning in de band veel kleiner dan wanneer deze door de opwikkelende haspel om de trommel zou worden getrokken. Een met grote spanning opgewikkelde band zou op de duur rekverschijnselen vertonen, die aanleiding kunnen geven tot vertekening van het beeld. Daar de snelheid van de band zeer constant moet zijn, moet de as A worden aangedreven door een motor die gemakkelijk geregeld kan worden. Bovendien moet het mogelijk zijn om, ter wille van het snel heen- of terugspoelen van de band, de as met een zeer groot toerental aan te drijven. Aan deze beide eisen kan het best worden voldaan door een gelijkstroommotor, die hier dan ook is toegepast. Om slijtage en andere storingen die door borstels kunnen worden veroorzaakt, te vermijden, is een „optische collector" toegepast. Hierbij wordt de stroomrichting in de statorspoelen op het juiste moment omgekeerd door een bistabiele wipschakeling (flip-flop), gestuurd door een fototransistor. Een en ander is schematisch aangegeven in *fig. 5*. Op de as A van de motor M is een schijf S_b bevestigd, die zich bevindt tussen het gloeilampje L_m en de genoemde fototransistor FT. In de schijf zijn een viertal spleten aangebracht, waardoor de fototransistor bij het draaien van de schijf periodiek wèl en niet wordt belicht. Hierdoor wordt de wipschakeling beurtelings in een van de beide evenwichtsstanden gebracht, wat het omkeren van de stroomrichting in de statorwikkelingen tot gevolg heeft.

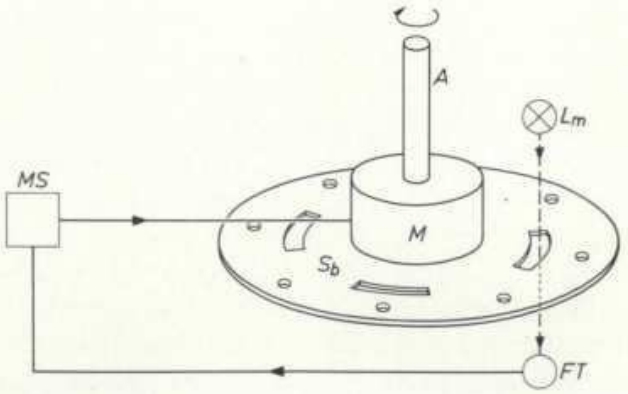


Fig. 5. Schematische voorstelling van een motor met „optische collector". M motor. A as (zie fig. 1). S_b roterende schijf met spleten. L_m lampje. FT fototransistor. MS motorstuurschakeling.

De registratie van het videosignaal

Het frequentiegebied van het te registreren videosignaal reikt, zoals reeds vermeld, van 0 tot 2,5 MHz. De omvang van dit gebied is zo groot dat het moeilijk is dit signaal direct te registreren. Speciaal bij de signaalcomponenten met de laagste frequenties ontstaan bezwaren. Hierop werd uitvoerig ingegaan in het onder [1] aangehaalde artikel, waarin tevens een methode werd beschreven om deze moeilijkheden te vermijden, nl. door niet het videosignaal zelf te registreren, doch een draaggolf die met dit signaal is gemoduleerd. Men kan er dan voor zorgen dat in het spectrum van het gemoduleerde signaal de verhouding van de hoogste tot de laagste frequentie kleiner is dan bij het videosignaal. Om minder afhankelijk te zijn van eventuele storende amplitudevariaties van het signaal (b.v. door een slecht contact tussen band en kop), wordt *frequentiemodulatie* toegepast. Als modulator wordt een multivibrator gebruikt, waarvan de frequentie door het videosignaal wordt beïnvloed. De multivibrator is zo gedimensioneerd dat het mogelijk is de frequentie te variëren van 3 tot 4,3 MHz, en de schakeling is zodanig uitgevoerd dat de laagste genoemde frequentie overeenkomt met de toppen van de synchronisatie-impulsen. De hoogste waarde van de multivibratorfrequentie correspondeert met het witniveau.

In *fig. 6*, waarin de wijze van registreren van het videosignaal in een blokschema is voorgesteld, is deze modulator met Mod_1 aangegeven. Het videosignaal (Vid), dat kan worden geleverd door een camera, of, op een hierna te bespreken wijze, door een televisieontvanger, wordt via de versterker A_1 aan de modulator toegevoerd, terwijl het FM-signaal via de versterker A_2 en de roterende transformator Tf de videokop K_v bereikt.

Omdat de frequentie van een multivibrator weinig constant is en door allerlei oorzaken (b.v. door temperatuur- en netspanningsveranderingen en door veroudering van buizen) kan variëren, is een stabilisatieschakeling aangebracht waardoor de onderste frequentiegrens nauwkeurig op 3 MHz gehandhaafd blijft. Het

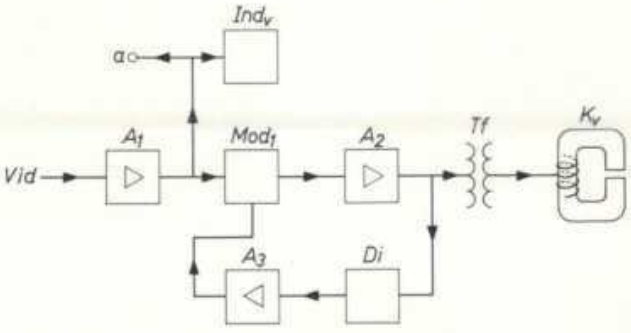


Fig. 6. Blokschema van de schakeling voor het opnemen van de videosignalen Vid. A_1 en A_2 wisselstroomversterkers. Mod_1 modulator (multivibrator). Di discriminator. A_3 gelijkspanningsversterker. K_v videokop. Tf transformator, waarvan één der wikkelingen met de videokop meeroteert. Ind_v visuele indicator. a punt van aansluiting van de synchronisatieschakelingen (zie fig. 12).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

uitgangssignaal van A_2 wordt nl., behalve aan de transformator *Tf*, ook toegevoerd aan de discriminator *Di*. Deze bestaat in hoofdzaak uit een afgestemde kring, waarvan de impedantie-frequentiekarakteristiek bij 3 MHz een steile flank vertoont. Het hieruit verkregen signaal wordt na gelijkrichting en versterking in de gelijkspanningsversterker A_3 aan de modulator toegevoerd.

Aan de versterker A_1 wordt tevens een signaal ontleend voor een visuele indicator, Ind_v; met behulp hiervan en van een in A_1 aangebrachte sterkteregelaar kan het videosignaal op het gewenste niveau worden ingesteld. Verder levert A_1 via de met *a* aangegeven aansluiting ook het signaal voor de hierna te behandelen synchronisatieschakelingen.

Bij het weergeven moet het geregistreerde FM-signaal weer worden omgezet in het videosignaal. Een blokschema van de wijze waarop dit gebeurt, is in *fig. 7* getekend. Het door de videokop K_v geleverde signaal wordt, weer via de roterende transformator *Tf*, toegevoerd aan de versterker A_4, die wordt gevolgd door de begrenzer *B*; het uitgangssignaal hiervan wordt naar de frequentiedetector FD_v geleid.

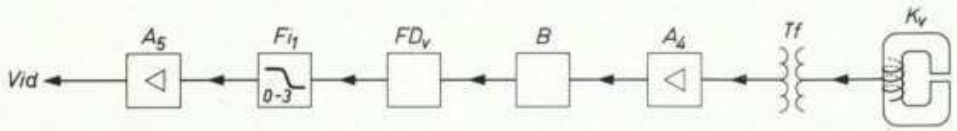


Fig. 7. Blokschema van de schakeling voor het weergeven van de videosignalen. K_v videokop. *Tf* roterende transformator. A_4 en A_5 versterkers. *B* begrenzer. FD_v frequentiedetector. Fi_1 laagdoorlatend filter. Het uit A_5 verkregen videosignaal *Vid* kan aan een monitor worden toegevoerd of, op de in fig. 11 geschetste wijze, worden gebruikt voor het weergeven met een televisieontvanger.

De begrenzer moet zeer effectief werken, omdat bij de grote snelheid van de videokop een betrekkelijk slecht contact tussen kop en magneetband optreedt en dientengevolge in de sterkte van het FM-signaal vrij grote variaties kunnen voorkomen. In het onderhavige geval is als zodanig een *multivibrator* toegepast die een constante spanning levert, waarvan de frequentie binnen wijde grenzen de signaalfrequentie volgt. Het binnenkomende FM-signaal wordt hiertoe aan de roosters van de beide buizen gelegd.

Een andere reden voor het gebruik van een effectieve begrenzer is dat door de kleine waarde van de modulatie-index van het FM-signaal de componenten van dit signaal in een groot frequentiegebied liggen. Dientengevolge moet een frequentiedetector worden gebruikt met een zeer brede en daardoor weinig steile karakteristiek. Ongewenste amplitudevariaties van het signaal zouden hierdoor een relatief grote invloed op het uitgangssignaal hebben.

De frequentiedetector FD_v bestaat in hoofdzaak uit een diode en een trillingskring waarvan de afstemfrequentie lager is dan de frequentie van het te detecteren FM-signaal. Dit signaal wordt dus op bekende wijze omgezet in een signaal met amplitudemodulatie, en wel zodanig dat een hoge momentele frequentie van het signaal overeenkomt met een kleine amplitude.

In verband met dit laatste moge hier nog gewezen worden op een voordeel van een „actieve" begrenzer, zoals b.v. een multivibrator, ten opzichte van de meeste andere („passieve") begrenzers. Dit voordeel komt tot uiting wanneer het videosignaal gedurende een kort moment geheel wegvalt, b.v. ten gevolge van een kleine afwijking in de magneetband. Een passieve begrenzer levert dan uiteraard ook geen uitgangssignaal, wat in de uitgangsspanning van de boven beschreven discriminator op dezelfde wijze tot uiting komt als een signaal met een extreem hoge momentele waarde van de frequentie. Dit veroorzaakt in het beeld witte vlekken. Bij de hier toegepaste gestuurde multivibrator treedt dit in veel mindere mate op. Vallen de stuursignalen weg, dan blijft de multivibrator oscilleren. Zorgt men ervoor dat deze „eigen frequentie" in het midden van de door het FM-signaal bestreken frequentieband ligt, dan komt dit signaal overeen met grijs, wat veel minder storend is.

Om eventuele resten van het FM-signaal te verwijderen, wordt het uitgangssignaal van de frequentiedetector door het laagdoorlatende filter Fi_1 geleid; de grensfrequentie hiervan is 3 MHz. Via de versterker A_5 kan nu het videosignaal worden toegevoerd aan een weergeeftoestel (monitor) of, op de hieronder te beschrijven wijze, aan een normale televisieontvanger.

De registratie van het audiosignaal

Het registreren van het audiosignaal op een der randen van de band geschiedt op dezelfde wijze als in normale magnetofoons. Een blokschema van de hierbij gebruikte schakeling toont *fig. 8*. Het audiosignaal *Aud*, dat afkomstig kan zijn van een microfoon, een gram-

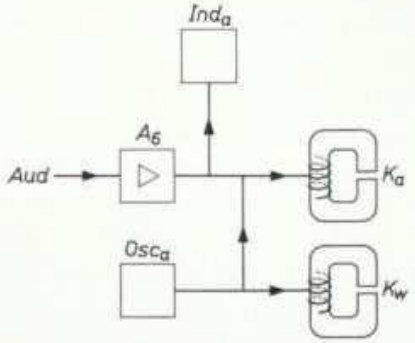


Fig. 8. Blokschema van de schakeling voor het opnemen van de audiosignalen *Aud*. A_6 versterker. K_a audiokop. K_w wiskop. Osc_a oscillator. Ind_a visuele indicator.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

mofoon, ofwel van een televisieontvanger, wordt via de versterker A_6 toegevoerd aan de audiokop K_a en tevens aan de visuele indicator Ind_a. Met behulp hiervan en een in A_6 aanwezige sterkteregelaar kan het signaalniveau worden ingesteld.

Zoals bekend is [4], wordt bij het magnetisch registreren van audiofrequente signalen ter vermindering van de vervorming een signaal toegevoegd met een frequentie die veel hoger is dan die van het hoorbare geluid. Deze bijstroom wordt geleverd door de oscillator Osc_a, waarvan het signaal tevens wordt gebruikt voor de wiskop K_w.

Ook het *weergeven* van het audiosignaal geschiedt op conventionele wijze. Het door de audiokop K_a geleverde signaal passeert een versterker en kan worden toegevoerd aan een luidspreker of, na verdere bewerking, aan een televisietoestel.

Het koppelen van de bandopnemer met een televisieontvanger

De eis dat de bandopnemer moet kunnen worden aangesloten op een normale televisieontvanger zonder al te grote ingrepen in dit laatste apparaat, heeft enkele bijzondere problemen doen ontstaan. Ten dele hebben deze betrekking op het deel van de schakeling waarmee synchronisatie van de roterende videokop met de rastersynchronisatie-impulsen wordt verkregen. We komen hierop bij de behandeling van dit deel van de schakeling terug. Een ander probleem ontstaat door het feit dat in Europa vrijwel geen enkel televisietoestel van een nettransformator is voorzien, waardoor tussen het chassis en aarde de netspanning kan staan. Worden nu video- en audiosignaal aan video- en audioversterker van een ontvanger ontleend, dan ontstaan vaak ontoelaatbare bromspanningen, terwijl men doorgaans ook in strijd komt met de veiligheidseisen.

Om deze redenen worden bij ons toestel de signalen ontleend aan de *middenfrequentversterker*. Dank zij het interdraaggolfsysteem [5] is hier zowel de beeld- als de geluidsinformatie aanwezig. Om geen veranderingen in bestaande televisieontvangers nodig te maken, wordt het signaal afgenomen door een elektrode die capacitief is gekoppeld met de anode van de laatste middenfrequentbuis. Deze elektrode is uitgevoerd als

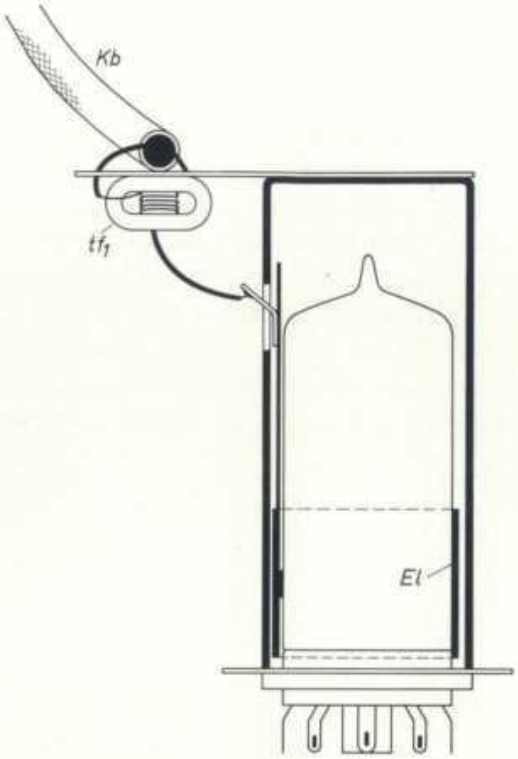


Fig. 9. Het te registreren videosignaal kan worden verkregen uit een normale televisieontvanger zonder ingrijpende veranderingen in dit laatste toestel. Dit geschiedt door middel van een ringvormige elektrode (*El*), die capacitief wordt gekoppeld met de anode van de laatste middenfrequentbuis. De ringelektrode is geïsoleerd in een kapje gemonteerd, dat men over de genoemde buis plaatst. *Kb* coaxiale kabel. tf_1 transformator.

een ring, die om de buis wordt geplaatst en die geïsoleerd is bevestigd in een kapje.

Fig. 9 toont een schets van dit kapje. Hier is tevens de transformator getekend waarmee de koppeling tot stand wordt gebracht tussen de ring (*El*) en de coaxiale kabel die de verbinding met de bandopnemer vormt. In de bandopnemer is een schakeling opgenomen die overeenkomt met de laatste trap van het middenfrequentgedeelte en de videodetector van een televisieontvanger die werkt volgens het interdraaggolfsysteem. Het desbetreffende blokschema toont *fig. 10*.

[4] Zie b.v. W. K. Westmijze, Het opneem- en weergeefproces bij de magnetofoon, Philips techn. T. **14**, 269-281, 1952.

[5] Zie b.v. W. Werner, De verschillende televisienormen, beschouwd uit het oogpunt van de ontvangtoestellenconstructeur, Philips techn. T. **16**, 196-202, 1954, in het bijzonder blz. 199-201.

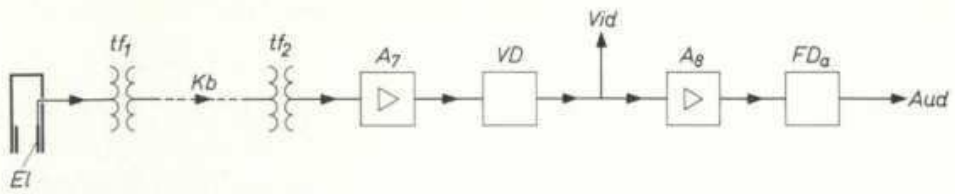


Fig. 10. Blokschema van de schakeling voor het ontlenen van de te registreren signalen aan een televisieontvanger. *El* ringelektrode (zie fig. 9). tf_1 en tf_2 transformatoren. *Kb* coaxiale kabel. A_7 middenfrequentversterker. *VD* videodetector. A_8 interdraaggolfversterker. FD_a frequentiedetector. *Vid* videosignaal. *Aud* audiosignaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De coaxiale kabel *Kb* is via de transformator tf_2 aangesloten op de middenfrequentversterker A_7, die wordt gevolgd door de videodetector *VD*. Aan de uitgang hiervan wordt het videosignaal verkregen en tevens het interdraaggolf-FM-audiosignaal. Dit laatste wordt via de versterker A_8 geleid naar de frequentiedetector FD_a, waarin het audiosignaal (*Aud*) ontstaat. Video- en audiosignaal kunnen dan worden aangesloten op de in fig. 6 en fig. 8 met de overeenkomstige notatie aangeduide punten.

Fig. 11 toont een blokschema van het gedeelte van de schakeling dat wordt gebruikt om de *weergave* van

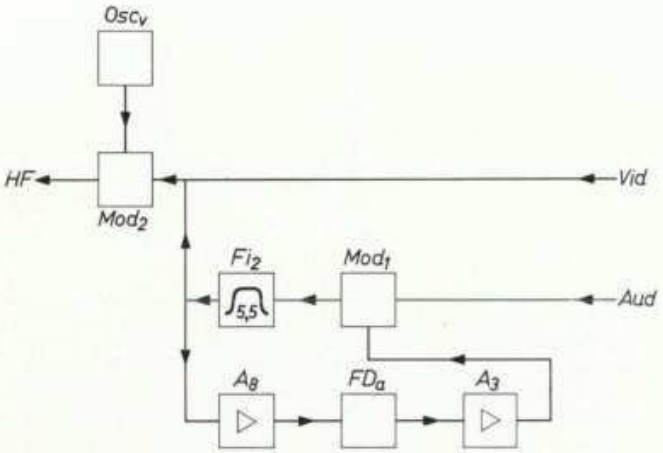


Fig. 11. Blokschema van de schakeling voor het weergeven van de geregistreerde signalen met behulp van een normale televisieontvanger. *Vid* videosignaal. *Aud* audiosignaal. Mod_1 frequentiemodulator. Mod_2 amplitudemodulator. Osc_v oscillator. Fi_2 banddoorlatend filter. A_8 interdraaggolfversterker. FD_a frequentiedetector. A_3 gelijkspanningsversterker. *HF* verbinding met de antenneaansluiting van de ontvanger.

de geregistreerde signalen via een televisieontvanger mogelijk te maken. In dit geval worden video- en audiosignaal gemoduleerd op draaggolven waarvan de frequenties overeenkomen met de beeld- resp. geluidsdraaggolf van een der televisiekanalen 2, 3 en 4. Het frequentiegebied hiervan strekt zich uit van 48,25 tot 67,75 MHz.

De *beelddraaggolf* wordt opgewekt in de oscillator Osc_v, en in de modulator Mod_2 wordt deze draaggolf gemoduleerd met het videosignaal. Men zou nu met een andere oscillator de geluidsdraaggolf kunnen opwekken en deze draaggolf dan in frequentie kunnen moduleren met het aan de audiokop ontleende signaal. Deze methode brengt echter een complicatie mee, die ontstaat door het feit dat tussen de beide draaggolven nauwkeurig een frequentieverschil van 5,5 MHz moet bestaan.

Om dit verschil met een voldoende nauwkeurigheid te kunnen handhaven, zouden we de beide draaggolven met behulp van kristaloscillatoren moeten opwekken, zulks ondanks het feit dat aan de absolute nauwkeurigheid van de frequenties geen bijzonder hoge eisen worden gesteld. Om een dergelijke vrij kostbare oplossing te vermijden, wordt een hulpdraaggolf met een centrale frequentie van 5,5 MHz in frequentie gemoduleerd met het audiosignaal. Door de veel lagere frequentie kan hierbij op eenvoudige wijze een voldoende grote absolute nauwkeurigheid worden bereikt (zie hieronder). Vervolgens wordt de beelddraaggolf in amplitude gemoduleerd met het videosignaal en de FM-hulpdraaggolf. Hierbij ontstaat, als een der zijbanden, een signaalcomponent waarvan de frequentie 5,5 MHz hoger is dan die van de beelddraaggolf en die het audiosignaal als frequentiemodulatie bevat. Dit is dus de gewenste gemoduleerde geluidsdraaggolf.

Voor het opwekken van de gemoduleerde hulpdraaggolf wordt ter besparing van materiaal de multivibrator gebruikt die bij het *opnemen* het videosignaal in een FM-signaal omzet. Evenals in fig. 6 is deze in fig. 11 met Mod_1 aangegeven. (De frequentie, die bij het opnemen tussen 3 en 4,3 MHz ligt, wordt bij de omschakeling op een centrale waarde van 5,5 MHz ingesteld.) Via het banddoorlatende filter Fi_2 wordt het signaal van deze modulator, te zamen met het videosignaal, naar de eerder genoemde modulator Mod_2 geleid. De uitgangsspanning hiervan vormt het antennesignaal van de televisieontvanger. Door middel van een omschakelaar op de oscillator Osc_v kan een vrij kanaal worden gekozen; de ontvanger moet dan uiteraard op ditzelfde kanaal worden ingesteld.

De centrale frequentie van de multivibrator Mod_1 wordt gestabiliseerd op een waarde van 5,5 MHz doordat het uitgangssignaal van het filter Fi_2 via de versterker A_8 naar de frequentiedetector FD_a wordt geleid. (Deze beide onderdelen zijn dezelfde als die welke bij het *opnemen* van het audiosignaal gebruikt worden en in fig. 10 met de overeenkomstige letters zijn aangeduid.) De door FD_a geleverde gelijkspanning wordt via de gelijkspanningsversterker A_3, welke laatste ook reeds bij het opnemen van het videosignaal toepassing vond (zie fig. 6), naar de multivibrator Mod_1 gevoerd. Door een geschikte dimensionering kan op deze wijze zonder gebruik van extra-onderdelen worden bereikt dat de centrale frequentie van de hulpdraaggolf voldoende nauwkeurig op 5,5 MHz blijft ingesteld.

De synchronisatieschakelingen

Om te waarborgen dat bij het opnemen de roterende schijf met de videokop exact één omwenteling per raster maakt en dat bij het weergeven van de beelden deze kop over de geregistreerde sporen loopt, zijn twee synchronisatieschakelingen aangebracht, nl. een die de rotatiesnelheid van de schijf *S* regelt en een die de band-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

snelheid beïnvloedt. De eisen die men aan deze schakelingen moet stellen, worden zeer verzwaard doordat de bandopnemer moet kunnen worden gebruikt in combinatie met een normale televisieontvanger. Immers, in de meeste ontvangers is de lijntijdbasis uitgevoerd met zg. vliegwielsynchronisatie. Hierbij wordt de invloed van storingen op de lijnsynchronisatie sterk verminderd doordat de weergeef-lijnfrequentie zich instelt op de *gemiddelde frequentie* over een zeker tijdsinterval van de ontvangen lijnsynchronisatie-impulsen. Incidenteel optredende storende impulsen kunnen dan de lijnterugslag niet op ongewenste tijdstippen doen optreden, zodat ondanks de aanwezigheid van storingen een rustig beeld wordt verkregen. Voor het opnemen en weergeven van de beelden via een bandopnemer ontstaat daardoor echter de eis dat de omwentelingssnelheid van de kopschijf en de bandsnelheid, die immers de zend-lijnfrequentie bepalen, uiterst constant moeten zijn — even constant als de lijnfrequentie van het door televisiezenders geleverde signaal. Aan deze eis hebben wij in het beschreven toestel zeer eenvoudig voldaan door uit te gaan van de, voldoend constante, netfrequentie. Dit wordt hieronder nog nader beschreven.

Een schema van het voor synchronisatie bestemde gedeelte van de schakeling in de stand „opname" is in *fig. 12* weergegeven. Het videosignaal, dat in het signaalgedeelte wordt verkregen op het in fig. 6 met *a* aangeduide punt, wordt via de in fig. 12 met dezelfde letter aangegeven verbinding toegevoerd aan de synchronisatiescheider *SS*, die gelijk is aan het overeenkomstige gedeelte in een televisieontvanger. De hierin uit het signaal verkregen rastersynchronisatie-impulsen worden toegevoerd aan de synchronisatiekop K_s, waarmee deze impulsen op de bovenste rand van de magneetband worden geregistreerd.

Om te maken dat de schijf *S* met de videokop K_v exact één omwenteling per raster maakt, is op de as ervan een tweede schijf *S'* aangebracht; deze draait tussen het lampje L_k en de fotoweerstand FW_k. Door een gaatje dat zich in de schijf bevindt, wordt per omwenteling een stroomimpuls opgewekt. Deze impulsen worden te zamen met de uit de synchronisatiescheider *SS* verkregen rastersynchronisatie-impulsen toegevoerd aan de regelschakeling RS_k [6], welke een gelijkspanning levert die afhangt van een eventueel frequentie- of fazeverschil van de beide toegevoerde impulsseries. Deze gelijkspanning werkt via de versterker A_9 op de wervelstroomrem *WR*. Zodoende blijft het aantal omwentelingen per seconde van de schijf *S'* en dus ook van de videokop gelijk aan de frequentie van de rasterimpulsen, en door een juiste dimensionering wordt er tevens voor gezorgd dat bij iedere rasterimpuls de videokop zich op de juiste plaats bevindt (juist voorbij het punt waar wordt overgestapt van het oplopende naar het aflopende deel van de band).

Bij het opnemen kan het voorkomen dat de synchronisatie-impulsen tijdelijk wegvallen. Dit gebeurt b.v. bij het uitvallen van de zender en, gedurende een korte tijd, bij het afstemmen van de ontvanger of het overschakelen naar een ander televisiekanaal. In zulke gevallen worden de schijven *S* en *S'* sterk geremd. Treden de synchronisatie-impulsen weer op, dan zou het

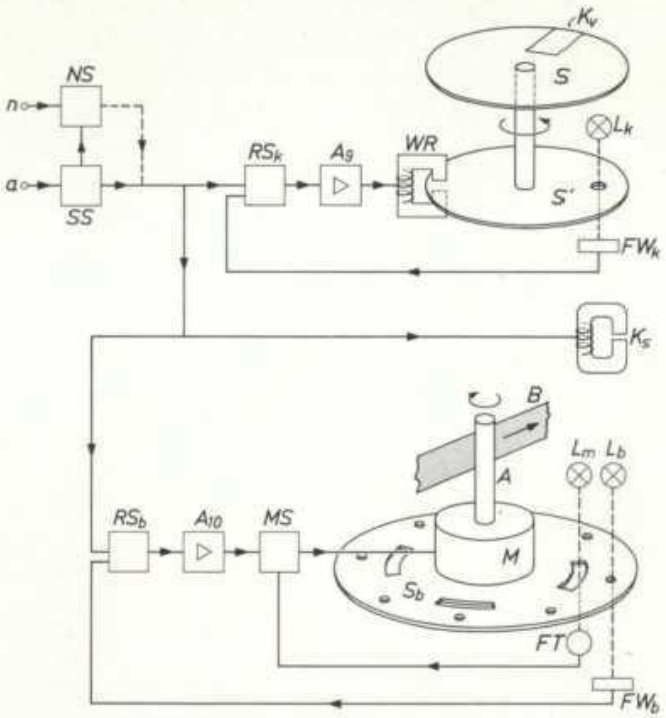


Fig. 12. Schema van de synchronisatieschakelingen bij het opnemen. *a* aansluiting van het versterkte videosignaal (zie fig. 6). *SS* synchronisatiescheider. *n* netaansluiting. *NS* schakeling voor het vervangen van de rastersynchronisatie-impulsen bij het tijdelijk ontbreken van het videosignaal. RS_k en RS_b regelschakelingen. A_9 en A_{10} versterkers. *S'* schijf, bevestigd op dezelfde as als de kopschijf *S*. K_v videokop. *WR* wervelstroomrem. L_k, L_m en L_b lampjes. FW_v en FW_b fotoweerstanden. K_s synchronisatiekop. *M* motor met as *A* voor het voortbewegen van de magneetband *B*. S_b schijf, bevestigd op de as van de motor *M*. *FT* fototransistor. *MS* motorstuurschakeling.

enige tijd duren voordat de juiste rotatiesnelheid weer is bereikt en de videosignalen weer op de gewenste wijze worden geregistreerd. Dit ongewenste effect is in het onderhavige apparaat sterk verminderd doordat bij het wegvallen van de synchronisatie-impulsen hiervoor automatisch andere impulsen in de plaats komen, welke laatste worden verkregen uit de netspanning. De hierop betrekking hebbende schakeling, die in fig. 12 met *NS* is aangeduid, gaat dus „open" als de synchronisatie-impulsen wegvallen. Het gevolg is dat de snelheid van de kopschijf op 50 omwentelingen per seconde gehandhaafd blijft en bij het terugkeren van

[6] Voor de beschrijving van de inrichting van een dergelijke schakeling verwijzen wij naar het onder [1] aangehaalde artikel, blz. 8-10.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de impulsen alleen de fazepositie van de schijf zich weer juist behoeft in te stellen.

Het regelsysteem voor de *bandsnelheid* werkt in hoofdzaak op dezelfde wijze als dat van de kopschijf. Hierbij is gebruik gemaakt van de schijf S_b, die ook wordt gebruikt voor de optische collector (zie fig. 5). In fig. 12 zijn deze schijf en de stuurschakeling *MS* van de motor nogmaals getekend. In de schijf zijn behalve de vier spleten voor de optische collector, ook acht gaten aangebracht, die door middel van een lampje L_b lichtimpulsen werpen op de fotoweerstand FW_b. Daar bij de juiste bandsnelheid de schijf S_b met een snelheid van $6\frac{1}{4}$ omwenteling per seconde moet roteren, worden ook hier 50 impulsen per seconde verkregen. Deze worden, te zamen met de rastersynchronisatie-impulsen, toegevoerd aan een tweede regelschakeling, RS_b. De hieruit verkregen gelijkspanning wordt via de versterker A_{10} geleid naar de stuurschakeling, die het vermogen voor de bandtransportmotor levert.

Bij het snel op- of afwikkelen van de band wordt de motor niet beïnvloed door de stuurschakeling, doch deze wordt op een hogere spanning aangesloten, waardoor de snelheid toeneemt tot ongeveer 75 omwentelingen per seconde.

Bij gebruik van het toestel voor het *weergeven* functioneren de beide synchronisatieschakelingen in hoofdzaak op dezelfde wijze (*fig. 13*). In plaats van de rastersynchronisatie-impulsen worden nu echter impulsen gebruikt die uit de netspanning worden afgeleid. Deze worden van het met *n* aangegeven punt toegevoerd aan RS_k en, via de fazeregelaar *FR*, aan RS_b. Zowel de rotatiesnelheid van de kopschijf als de frequentie van de door de synchronisatiekop K_s geleverde rasterimpulsen worden dus gelijk gemaakt aan de *netfrequentie*. Daar hierin nimmer snelle veranderingen optreden, wordt zodoende een voldoend constante rasterfrequentie verkregen om weergave met een ontvangtoestel met vliegwielsynchronisatie mogelijk te maken.

Door middel van de fazeregelaar *FR* kan de gebruiker de onderlinge faze van de aan RS_k en RS_b toegevoerde netimpulsen wijzigen. Deze kan zodanig worden ingesteld dat de videokop exact over de sporen loopt. Zolang dit niet het geval is, is in het weergegeven beeld een moiré-patroon zichtbaar; zie b.v. fig. 5 in het onder [1] aangehaalde artikel.

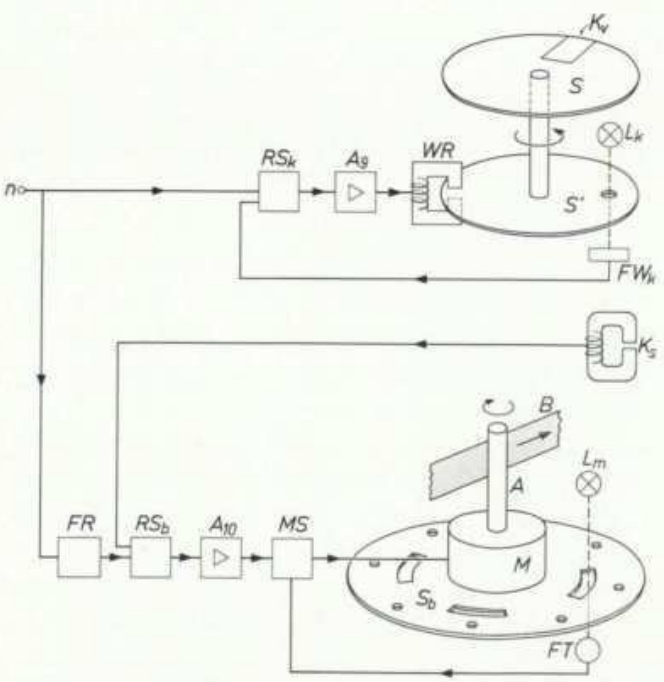


Fig. 13. Blokschema van de synchronisatieschakelingen bij het weergeven. *FR* fazeregelaar. Voor de betekenis van de andere letters zie fig. 12.

Enkele technische gegevens

Het elektronische gedeelte van het apparaat is gemonteerd op een chassis dat voor servicedoeleinden aan de achterzijde van de kast naar buiten kan worden gedraaid; zie *fig. 14*.

Het signaalverwerkende gedeelte is in hoofdzaak met buizen uitgerust, terwijl in het voor de synchronisatie bestemde deel voornamelijk transistors zijn toegepast. In totaal komen in het toestel 21 buizen, 45 transistors en 25 diodes voor.

Voor het omschakelen van de verschillende elektronische schakelingen bij overgang van opnemen naar weergeven zijn een groot aantal schakelaars aanwezig. De gebruiker behoeft echter slechts één schakelaar om te zetten; de rest doet een servomotor. De beide bandhaspels worden ieder bewogen door een motor die door een ventilator wordt gekoeld. Te zamen met de motoren voor het bewegen van de schijf met videokop en van de band, is daardoor het aantal aanwezige motoren acht.

Op het toestel kunnen bandhaspels met een diameter van 23 cm worden gebruikt, die een magneetband met de reeds eerder genoemde lengte van 540 m kunnen bevatten, waarmee een speelduur van 45 minuten wordt verkregen. De gehele band kan desgewenst in $4\frac{1}{2}$ minuut worden heen- of teruggewikkeld.

De bandopnemer wordt bediend met vijf knoppen, die op de titelfoto zijn te zien. Zij dienen respectievelijk voor de regeling van het videosignaal, van de faze van de netimpulsen die bij het weergeven de bandsnelheid bepalen (*FR* in fig. 13), van de spanning van de band, van de sterkte van het audiosignaal bij opname met een microfoon en voor hetzelfde doel bij gebruik van een televisieontvanger. Boven deze knoppen bevinden zich de visuele indicatoren voor het instellen van de sterkte van video- en audiosignaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

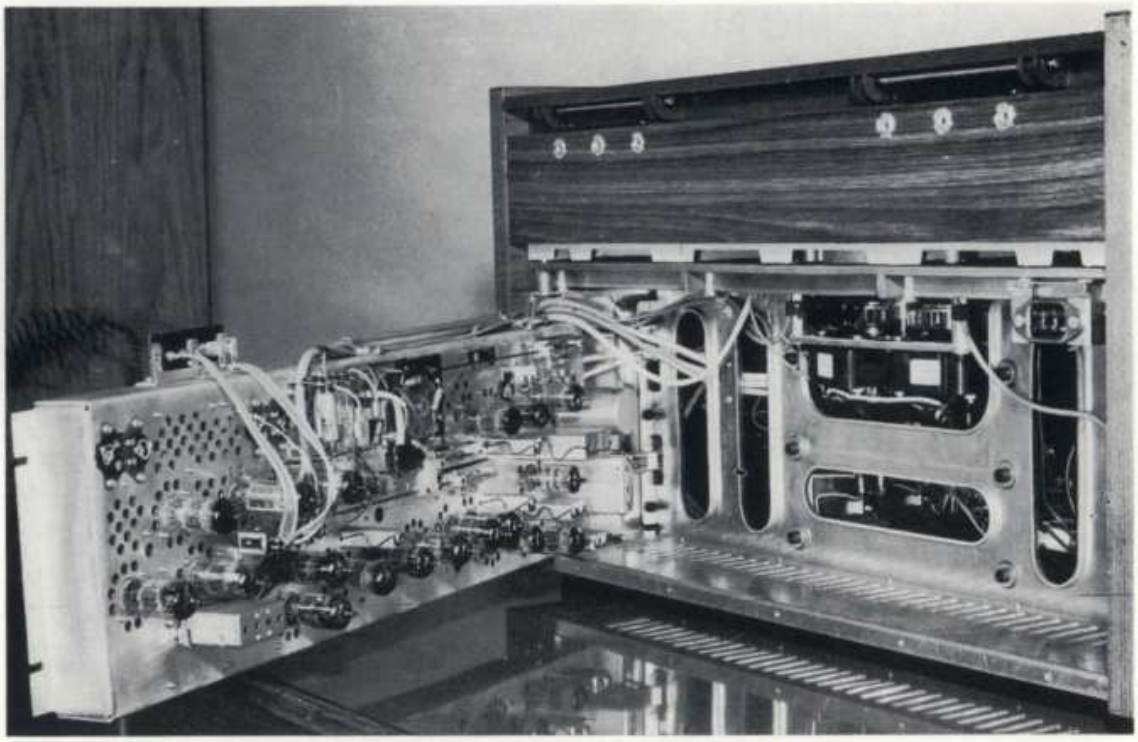


Fig. 14. De achterzijde van de televisie-bandopnemer. Het chassis waarop het elektronische gedeelte is gemonteerd, is naar buiten gedraaid.

De afmetingen van het toestel zijn 63 × 42 × 39 cm. Het gewicht bedraagt 45 kg. Het uit het net opgenomen vermogen is 400 W.

In de voorontwikkeling van het beschreven apparaat heeft Ir. W. van den Bussche van Philips' Hoofdindustriegroep Radio-, Grammofoon- en Televisieapparaten te Eindhoven een belangrijk aandeel gehad.

Samenvatting. Om televisiebeelden op magneetband te kunnen vastleggen, moeten videosignalen met frequenties tot enkele megahertz worden opgenomen. De hiervoor vereiste grote relatieve snelheid van band en schrijfkop wordt in het beschreven toestel bij een geringe bandsnelheid (19 cm/s) verkregen doordat de kop roteert in een trommel waaromheen de band wordt gevoerd. De sporen (één per beeldraster) worden schuin op de band geregistreerd. De rastersynchronisatie-impulsen worden tevens op een der randen van de band vastgelegd, terwijl de andere rand wordt gebruikt voor registratie van het geluidssignaal.

Het opnemen van beelden en geluid kan geschieden met behulp van een camera en een microfoon (eventueel een grammofoon), terwijl het toestel ook op een normale televisieontvanger kan worden aangesloten. Hiervoor zijn geen ingrijpende veranderingen in deze ontvanger nodig. Het signaal wordt nl. capacitief van de laatste middenfrequentbuis afgenomen door middel van een over deze buis geplaatst kapje. Bij het opnemen wordt de rotatiesnelheid van de videokop gelijk gehouden aan de frequentie van de rastersynchronisatie-impulsen. Bij het weergeven worden, met het oog op de vliegwielsynchronisatie van de normale televisieontvangers, de snelheid van de band en de rotatiesnelheid van de kop zodanig geregeld dat de frequentie van de rastersynchronisatie-impulsen gelijk is aan de netfrequentie. Desgewenst kan het weergeven ook geschieden met behulp van een monitor en een versterker met luidspreker.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Kristalgroei van siliciumcarbide (II)

H. B. Haanstra en W. F. Knippenberg

548.52:546.281'261

Enige tijd geleden [1] werden hier kristalvormen besproken die ontstaan in de beginfaze van de groei van SiC-kristallen tijdens de reactie tussen innig gemengd kool- en kwartspoeder bij een temperatuur van 1500 °C in een argonatmosfeer. De waarnemingen werden verricht met een elektronenmicroscoop. De beschreven kristallen zijn haarvormig („whiskers") en hebben in het algemeen een zeer grote lengte. Ze groeien in hoofdzaak op de kooldeeltjes.

Sommige van deze whiskers vertonen plaatselijk verdikkingen. Men kan hierbij onderscheid maken tussen druppelvormige verdikkingen, die het kristal het aanzien van een kralensnoer geven (*fig. 1a*), en manchetvormige verdikkingen, waarin een fijne structuur van donkere strepen loodrecht op de lengterichting van het kristal zichtbaar is; deze strepen lopen niet door tot de rand van de manchet (fig. 1*b*). Het afgeronde buitenste gedeelte van de manchet geeft de indruk amorf te zijn. Een inwendige structuur van de druppelvormige verdikkingen is op de foto's niet zichtbaar; de druppels zijn zo dik dat ze niet transparant zijn voor elektronen van de gebruikte energie.

Een kristalgroei in de vorm van whiskers vonden we onlangs ook bij de reactie tussen silicium*damp* en koolstof bij een temperatuur van omstreeks 1500 °C. Ook hierbij ontstaan in het eerste stadium kristallen van een zeer langgerekte vorm (*fig. 2*); het opvallende is echter dat bij deze whiskers geen plaatselijke verdikkingen worden aangetroffen. De kristallen hebben over hun gehele lengte een constante diameter; onderling vertonen ze weinig verschillen.

Bij het vergelijken van de kristalvormen uit de twee verschillende reacties rees het vermoeden dat de plaatselijke verdikkingen van de uit het kool- en kwartspoedermengsel ontstane whiskers iets te maken zouden hebben met de aanwezigheid van druppels SiO_2. Een eenvoudige proef toonde aan dat deze veronderstelling hoogstwaarschijnlijk juist is.

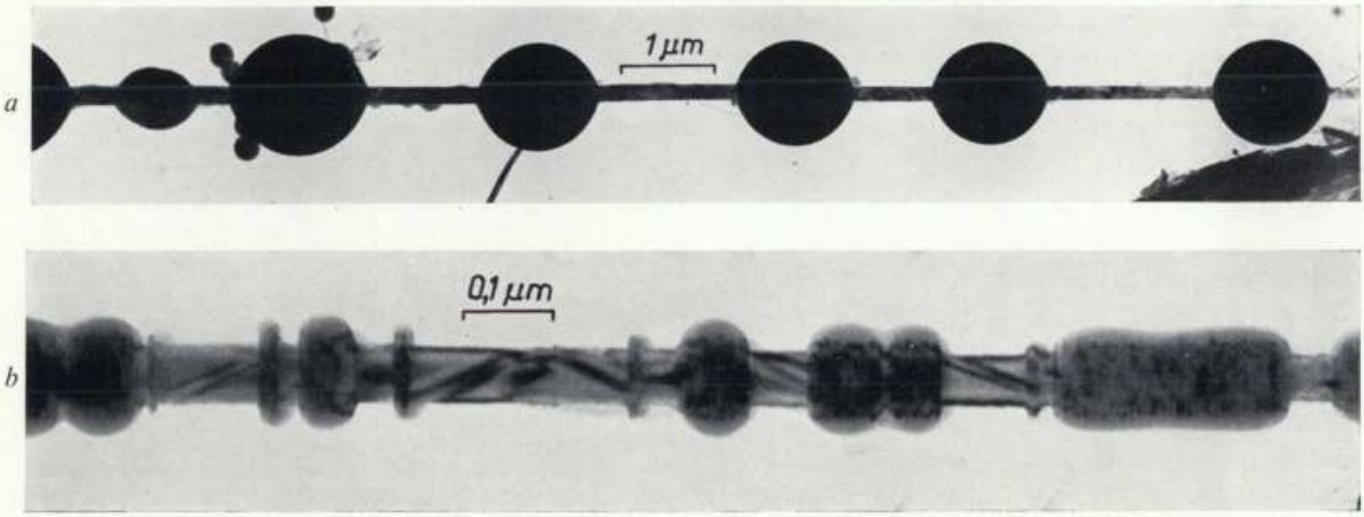


Fig. 1. Elektronenmicrofoto's van twee typen whiskers die ontstaan bij de reactie van kool- en kwartspoeder.

De whiskers werden bij deze proef enige tijd blootgesteld aan de inwerking van gasvormig fluorwaterstofzuur; dit zuur reageert met SiO_2 onder vorming van gasvormig SiF_4, maar SiC wordt er niet door aangetast. Deze behandeling blijkt alleen invloed te hebben op de verdikte gedeelten van de whiskers. De kraalvormige verdikkingen zijn na de behandeling verdwenen, men ziet daar ter plaatse nu meestal een wirwar van draadvormige kristalletjes rondom de ongestoord doorlopende whisker (*fig. 3a*); in enkele gevallen werden plaatvormige uitgroeisels gevonden (fig. 3*b*). Van de manchetvormige verdikkingen verdwijnt het amorf uitziende gedeelte, terwijl de dwarsstrepen in het resteren-

H. B. Haanstra en Dr. W. F. Knippenberg zijn medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info

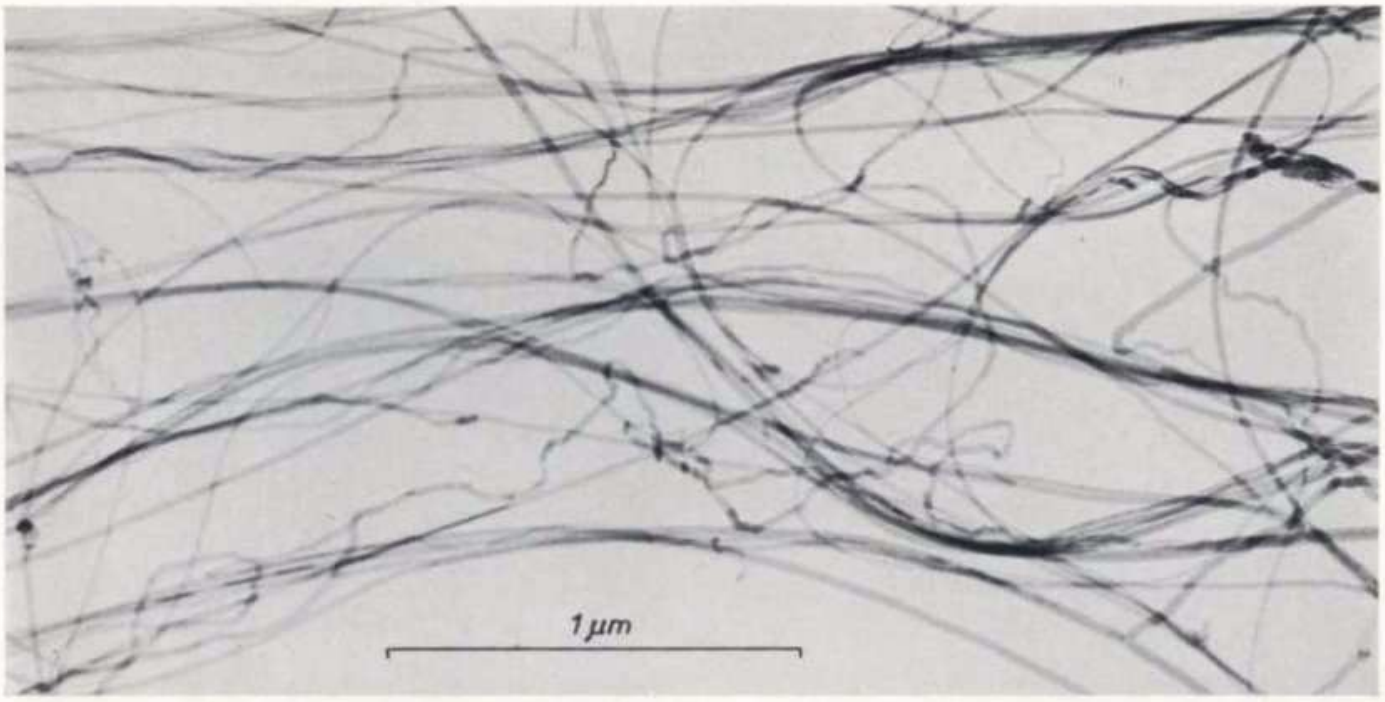


Fig. 2. Elektronenmicrofoto van de whiskers die ontstaan bij de reactie van koolpoeder en siliciumdamp.

de deel veel duidelijker zichtbaar worden (fig. 3*c*). De proef maakt aannemelijk dat de verdwenen gedeelten der verdikkingen uit SiO_2 bestonden. Bij een whisker waarvan de lengte-as scheef op de richting van de invallende elektronenbundel staat, ziet men dat de strepen ontstaan doordat rondom het ongestoord doorlopende kristal ringen aanwezig zijn (fig. 3*d*). Het kristal zelf is op deze plaatsen meestal iets verdikt. Soms krijgt men de indruk dat de ringen aan de buitenkant zeshoekig zijn (de zeshoek is het duidelijkst zichtbaar bij de ingetekende pijl in fig. 3*d*).

Op grond van deze waarnemingen lijkt ons de volgende voorstelling van de groei aannemelijk. Kleine druppels SiO_2 op een groeiend haarvormig SiC-kristal reageren ter plaatse met koolstof die over het kristaloppervlak diffundeert [2]. Het SiC dat hierbij ontstaat, vormt eerst ringen rondom de whisker en groeit dan epitactisch op het reeds aanwezige kristal aan. Deze veronderstelling wordt gesteund door het feit dat bij whiskers die nog niet aan fluorwaterstofzuur zijn blootgesteld, om elke ring steeds een amorfe rand zichtbaar is (zie fig. 1*b*). Het is vooralsnog niet duidelijk waardoor in de kraalvormige druppels de groei zo kluwenachtig plaatsvindt — mogelijkerwijs houdt dit verband met de afmetingen van deze druppels; de afstand tussen het druppeloppervlak waar de reactie plaatsvindt en de whisker is relatief groot.

In vele gevallen werd er ook een druppel gevonden om het *uiteinde* van een whisker. Dit zou een bevestiging kunnen zijn voor de hypothese van Wagner en Ellis [3], die aannamen dat whiskers hun oorsprong in een druppel hebben. Of zo'n druppel echter bij *iedere* whisker optreedt, hebben wij niet kunnen vaststellen.

Volgens een andere, in het aangehaalde artikel [1] reeds genoemde, hypothese zou de groei van een whisker bepaald zijn door een kristalfout in de richting van de lengte-as. In het onderzochte materiaal dat indertijd werd besproken, namen we geen kristallen met een dergelijke fout waar. Thans is een veel groter aantal whiskers onderzocht, en daarbij zijn enige exemplaren gevonden waarin een streep in de lengterichting van het kristal zichtbaar is, die op de aanwezigheid van een axiale fout zou kunnen wijzen (*fig. 4a*). Het opmerkelijke is, dat deze strepen soms niet tot het einde van het kristal doorlopen (fig. 4*b*). Het aantal whiskers dat zulk een streep vertoont, is uiterst gering in vergelijking met het aantal dat naar het schijnt zonder axiale fout groeit.

De gereproduceerde foto's zijn gekozen uit een grote hoeveelheid opnamen die door Mevr. Gijsbers-Dekkers werden gemaakt met behulp van de Philips elektronenmicroscopen EM 100-B en EM 200.

[1] W. F. Knippenberg, H. B. Haanstra en J. R. M. Dekkers, Kristalgroei van siliciumcarbide, Philips techn. T. **24**, 175-177, 1962.
[2] W. F. Knippenberg, Growth phenomena in silicon carbide, dissertatie Leiden, 1963. Deze dissertatie is ook verschenen in Philips Res. Repts. **18**, 161-274, 1963; zie hierin blz. 235.
[3] R. S. Wagner en W. C. Ellis, Appl. Phys. Letters **4**, 89, 1964 (no. 5).

Digitized in Heilo

11/14/2023

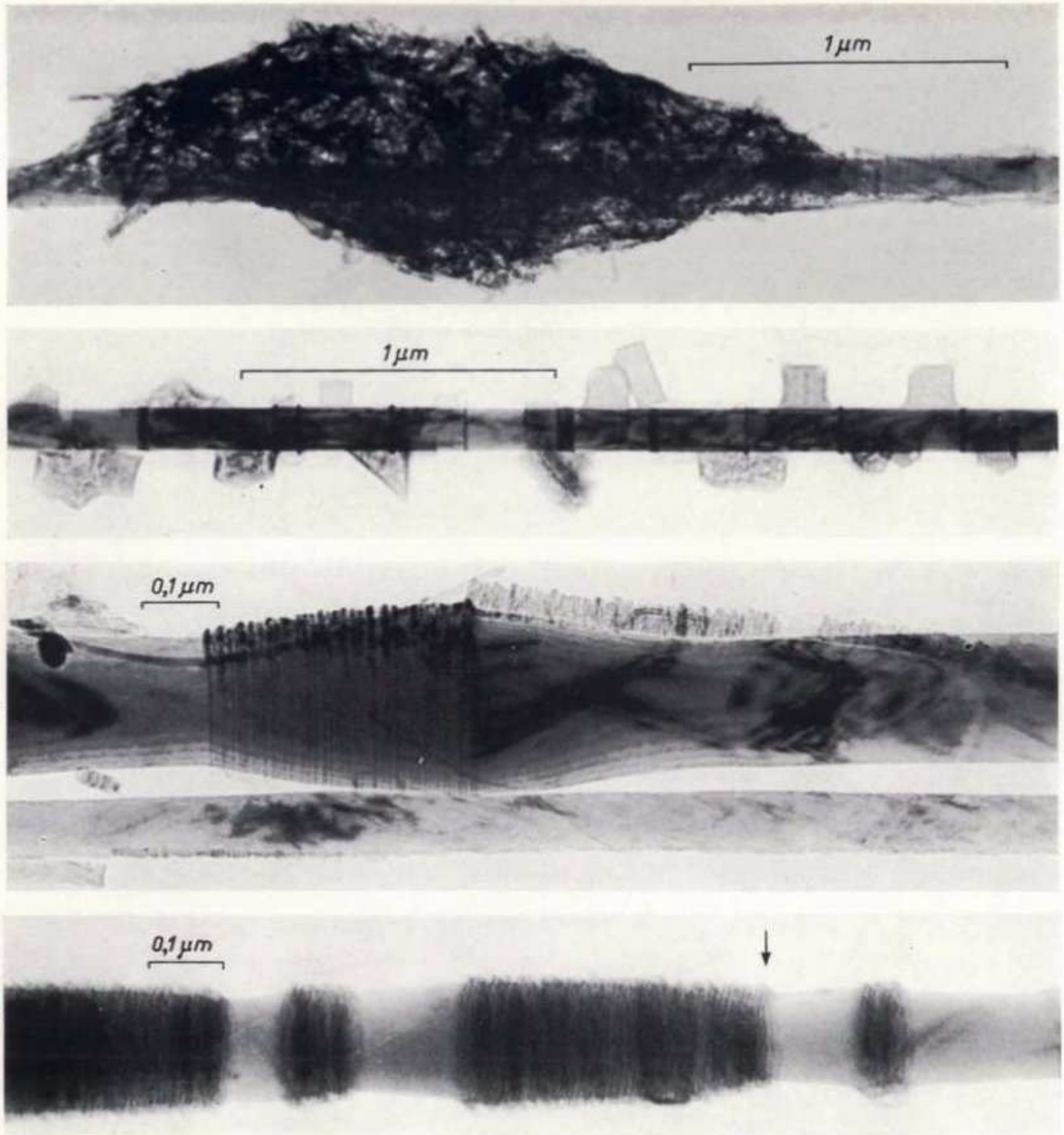


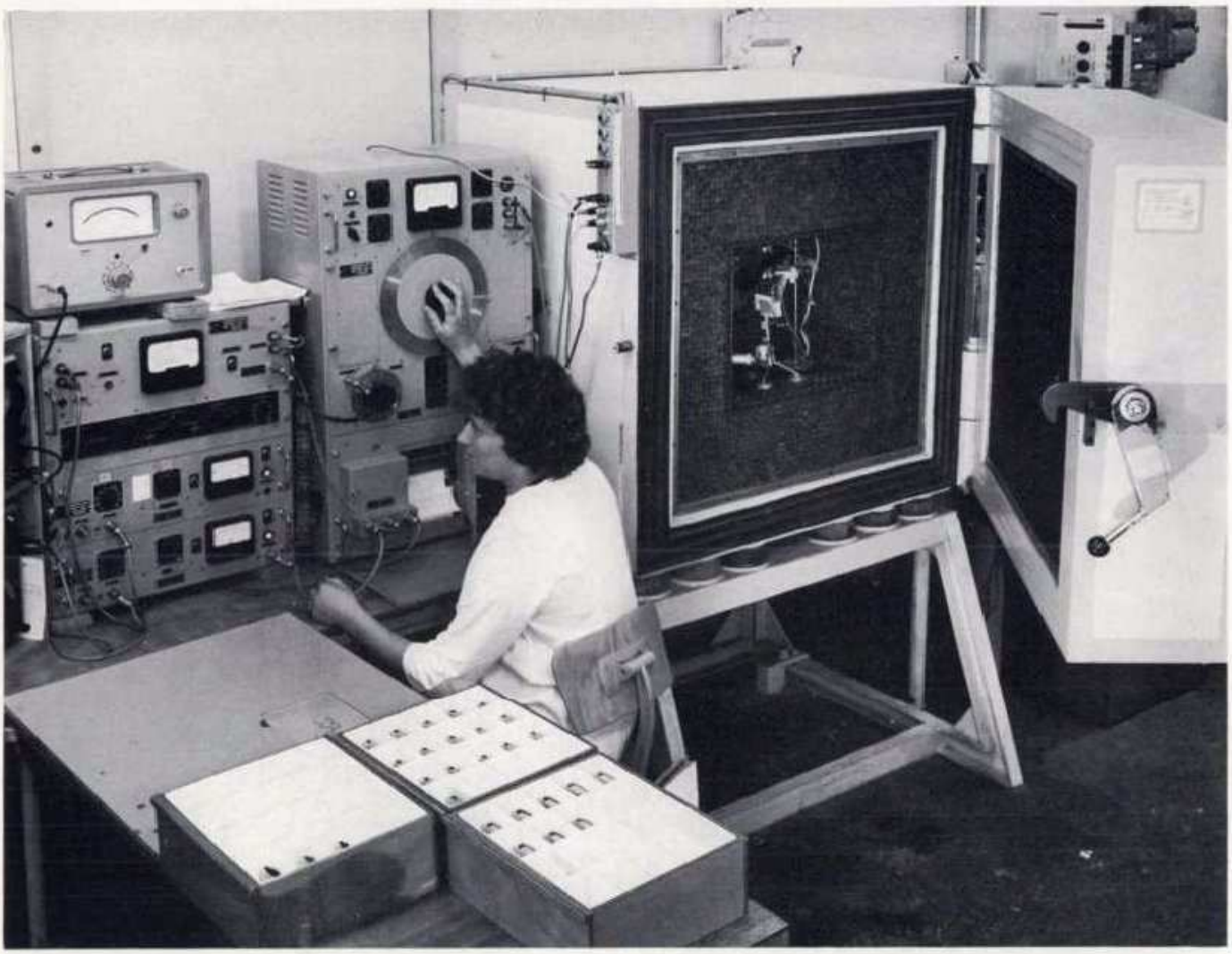
Fig. 3. Enige whiskers ontstaan uit kool- en kwartspoeder, nadat ze zijn blootgesteld aan de inwerking van fluorwaterstofzuur.

Fig. 4. Elektronenmicrofoto's van twee whiskers waarin een axiale fout zichtbaar is.

oo the Netherlands
Not for sale!

11/14/2023

Akoestische meting van hoorapparaten



Van elk hoorapparaat dat de fabriek verlaat wordt vooraf bepaald of de frequentiekarakteristiek in het gestelde tolerantieveld ligt; hiervoor wordt een trillingsvrije, geluiddichte en reflexievrije akoestische box gebruikt (een kleine „dode kamer"). Men plaatst het hoorapparaat in de box voor een luidspreker die in de achterwand is gemonteerd (niet zichtbaar op de foto). In de luidspreker wordt door een toongenerator een toon met een continu variërende frequentie van 100-9000 Hz opgewekt. Hierbij wordt de geluidsdruk constant gehouden door een regelapparaat, dat zijn ingangssignaal ontvangt van een microfoon die naast het hoorapparaat is opgesteld. De toon wordt in de microfoon van het hoorapparaat opgevangen, en van het uitgangssignaal wordt de frequentiekarakteristiek geregistreerd.

Op de foto is in de geopende box het hoorapparaat zichtbaar. Naast de box staan de regelapparatuur, de toongenerator en de schrijver van de karakteristieken.

o the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fysische grondslagen van de fotogeleiding

II. Kinetica van het recombinatieproces; gevoeligheid en responsiesnelheid

L. Heijne

537.312.5:537.311.4

Dit tweede artikel van de serie over fotogeleiding is geheel gewijd aan de vraag wat er met door licht geëxciteerde ladingdragers gebeurt alvorens deze weer in hun oorspronkelijke quantumtoestand terugkeren, en hoe deze terugkeer, beschouwd als een soort chemische reactie tussen gaten en elektronen, precies verloopt. Uitvoerig wordt stilgestaan bij de invloed die stoorcentra hebben op het wedervaren van de ladingdragers — en daarmee o.m. op de gevoeligheid en de responsiesnelheid van een fotogeleider —, een aspect dat zowel uit het oogpunt van wetenschappelijk onderzoek als uit het oogpunt van praktische toepassing bijzonder belangrijk is.

De situatie die optreedt in een fotogeleidend materiaal dat verlicht wordt, is enigszins te vergelijken met die in een vat dat gevuld wordt met een constante vloeistofstroom i_1 (zie *fig. 1*), en dat tegelijkertijd leegloopt met een stroom i_2 waarvan de sterkte op de een of andere wijze afhangt van de vulhoogte H. In formule: $i_2 = f(H)$. De stroom i_1 van ons voorbeeld correspondeert met het aantal ladingdragers dat bij zekere verlichtingssterkte per tijdseenheid door het licht in één cm^3 wordt vrijgemaakt, de vulhoogte H met hun concentratie, en de afvoerstroom i_2 met het aantal dat per tijdseenheid uit één cm^3 verdwijnt. De evenwichtswaarde die H in ons model bij gegeven i_1 aanneemt, is uiteraard die waarbij $i_2 = i_1$, en wordt dus bepaald door de wijze waarop i_2 van H afhangt. Tevens bepaalt $f(H)$ de wijze waarop, bij een plotselinge verandering van i_1, de afvoerstroom i_2 en de vulhoogte H zich naar hun nieuwe evenwichtswaarde bewegen. Toegepast op een fotogeleider: de wijze waarop het verdwijnen der ladingdragers afhangt van hun concentratie, bepaalt zowel de evenwichtswaarde daarvan als de wijze waarop deze concentratie zich naar een nieuwe evenwichtswaarde beweegt wanneer de verlichtingssterkte gewijzigd wordt (de responsiesnelheid).

In feite geldt het model van fig. 1 alleen voor een stof die geheel vrij is van stoorcentra en waarvan bovendien de geleidingsband in het donker geen enkel elektron bevat [1]. In de praktijk is de situatie gecompliceerder. In de eerste plaats is een stof nooit zo zuiver en tegelijk zo perfect van kristalstructuur dat men mag aannemen dat er zich in de (verboden) zone tussen valentie- en geleidingsband in het geheel geen stoorniveaus bevinden. Verder vinden er tussen de energieniveaus behalve optische meestal ook thermische overgangen plaats. Ook voor het gebeuren in stoffen waarin deze complicaties optreden, kan men modellen construeren met vloeistofreservoirs, toevoer- en afvoerstromen [2]. In zo'n model moeten voor de energiebanden en voor iedere groep stoorniveaus die met een zelfde soort stoorcentrum corresponderen, afzonderlijke reservoirs aanwezig zijn. In een stationaire toestand geldt voor ieder dezer reservoirs weer dat de toevoerstroom even sterk is als de afvoerstroom, en dat de vulhoogte — in werkelijkheid dus: de concentratie der zich in een band of een groep gelijksoortige stoorniveaus bevindende ladingdragers — bepaald wordt door de wijze waarop deze stromen van de vulhoogten afhangen.

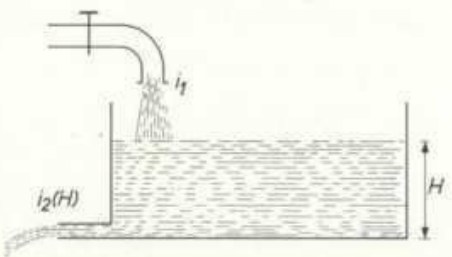


Fig. 1. In een vat dat gevuld wordt met een constante vloeistofstroom i_1 en dat tegelijkertijd leegloopt met een van de vulhoogte H afhangende stroom i_2, heeft in de stationaire toestand H een zodanige waarde dat $i_2 = i_1$. Een dergelijk dynamisch evenwicht vindt men ook in een verlichte fotogeleider.

Dr. L. Heijne is medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1] Voor de grondbegrippen uit de halfgeleiderfysica en het bandenmodel mogen we verwijzen naar het eerste artikel, Philips techn. T. **25**, 262, 1963 (no. 8). Dit zal in het volgende worden aangeduid met I.

[2] Zie b.v. G. Brouwer, The simulation of electron kinetics in semiconductors, Proc. Second int. analogue computation meetings, Straatsburg 1958, blz. 135-137, uitg. Presses Académiques Européennes, Brussel 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een belangrijk aspect van het verdwijnen van de vrijgemaakte ladingdragers is dat dit slechts kan geschieden doordat twee ladingdragers van tegengesteld teken zich met elkaar verenigen (recombinatie). Zoals we nog nader zullen zien, hangt de mate van verdwijning dan ook in het algemeen van *beider* concentratie af.

De hierboven geschetste aspecten van het gebeuren in een verlichte fotogeleider — men vat deze gewoonlijk samen onder de naam „kinetica der ladingdragers" — zullen in dit artikel besproken worden. We beginnen daarbij met de eenvoudigste situaties. Vervolgens zal dieper worden ingegaan op de wijze waarop de responsiesnelheid beïnvloed wordt door vangplaatsen, en ten slotte zal een methode worden geschetst met behulp waarvan het mogelijk is systeem te brengen in de ontelbaar vele vormen van gedrag van fotogeleiders waarin zich tegelijkertijd stoorcentra van verschillend type bevinden.

Het recombinatieproces; activering

Het verdwijnen van ladingdragers door het zich verenigen van twee ladingdragers van verschillend teken is uit kinetisch oogpunt identiek met een chemische reactie waarbij twee moleculen zich verenigen, een zg. *bimoleculaire reactie*. Evenals daar is de verdwijningssnelheid (reactiesnelheid) evenredig met de concentratie van ieder der componenten [3]. In formule:

$$dn/dt = -bnp. \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (II,1)$$

Hierin zijn n en p resp. de concentraties van de elektronen en de gaten, b is een evenredigheidsfactor en t de tijd. Wanneer één der concentraties, b.v. p, gedurende het verloop van de reactie relatief weinig verandert, kan men met goede benadering formule (II,1) vervangen door

$$dn/dt = -an, \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (II,2)$$

waarin de constante $a \approx bp$ is. De, in wezen bimoleculaire, reactie gedraagt zich dan schijnbaar als een *monomoleculaire* — chemisch voorbeeld: de ontleding van een stof; daarvan kan de snelheid ook slechts afhangen van één concentratie uiteraard.

Voor het berekenen van de evenwichtsconcentraties die optreden bij constante verlichting, moeten we aan het rechterlid van (II,1), c.q. (II,2), nog de constante term G toevoegen die het aantal ladingdragers voorstelt dat per eenheid van tijd en volume wordt vrijgemaakt, de excitatiedichtheid. Verder zullen we uitgaan van twee extreme gevallen. In het eerste zijn alle ladingdragers afkomstig van de foto-excitatie en geldt naast (II,1) dus bovendien: $n = p$. In het andere extreme geval geldt (II,2). De vergelijkingen worden dus:

bimoleculair: $dn/dt = G - bnp, \; . \; . \quad (II,3a)$

$$n = p; \quad . \; . \; . \; . \quad (II,3b)$$

pseudomonomoleculair: $dn/dt = G - an. \quad . \; . \quad (II,4)$

In stationaire toestand is dn/dt gelijk nul, zodat dan voor de concentraties geldt:

bimoleculair: $n_{stat} = \sqrt{G/b}; \quad . \quad (II,5)$

pseudomonomoleculair [4]: $n_{stat} = G/a. \quad . \; . \; . \quad (II,6)$

De dichtheid j_f van fotostroom i_f die gaat vloeien als men een spanning aanlegt, is evenredig met n_{stat} (zie verg. I,7) en is dus in het ene geval evenredig met de excitatiedichtheid G en in het andere geval met de wortel daaruit. Dit verklaart waarom in de formule $i_f \sim L^\gamma$, waarmee men vaak het experimenteel gevonden verband tussen i_f en de opvallende lichtstroom L kan beschrijven, de constante γ soms de waarde 1 en soms de waarde 0,5 heeft — G is evenredig met L. Keren we even terug tot de in I afgeleide relatie (I,5) tussen G en de levensduur τ der door het licht vrijgemaakte ladingdragers, $\tau = n/G$, dan is dus blijkbaar in geval van monomoleculaire recombinatie $\tau = 1/a$; in het geval van bimoleculaire recombinatie is $\tau = 1/bn$. We zien dus dat bij bimoleculaire recombinatie de levensduur niet constant is, maar omgekeerd evenredig met de ogenblikswaarde van de elektronenconcentratie.

De wijze waarop de elektronenconcentratie zich naar nul beweegt als het licht wordt uitgeschakeld, kan men vinden door de vergelijkingen (II,1) en (II,2) te integreren. Men vindt dan respectievelijk (vgl. *fig. 2*):
bimoleculair, voor het geval $n = p$:

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + tbn_0} = \frac{n_0}{1 + t/\tau_0}; \quad . \quad (II,7)$$

monomoleculair:

$$n(t) = \frac{G}{a} e^{-at} = n_0 e^{-t/\tau}. \quad . \; . \quad (II,8)$$

Hierin zijn n_0 en τ_0 de waarden van n en τ ten tijde $t = 0$.

We zullen thans enige voorbeelden van fotogeleidende halfgeleiders en isolatoren bespreken en nagaan op welke wijze de recombinatie daarin verlopen zal. We beginnen met vier gevallen waarvoor de analyse eenvoudig is.

1) Een stof met grote bandafstand ΔE tussen valentie- en geleidingsband; in de verboden zone geen stoorniveaus (zie *fig. 3a*). Zo'n stof is in het donker een isolator. Door foto-excitatie ontstaat er in de twee

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

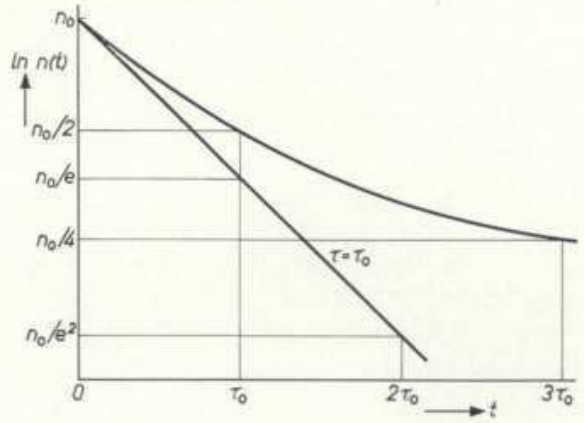


Fig. 2. Het verloop met de tijd t van de concentratie n van de elektronen in de geleidingsband na uitschakelen van het licht. Verloopt de recombinatie monomoleculair, dan neemt n exponentieel af en vindt men in de enkellogaritmische grafiek een dalende rechte. Bij bimoleculaire recombinatie vindt men een kromme waarvan de helling met toenemende t steeds minder steil wordt. De curven gelden voor gevallen waarin de beginconcentraties n_0 en de beginhellingen gelijk zijn (vgl. II,7 en II,8).

banden een gelijk aantal ladingdragers. De recombinatie zal dus bimoleculair verlopen.

2) Een stof met grote ΔE en met stoorniveaus die zo laag liggen dat ze in het donker alle door een elektron bezet zijn (fig. 3*b*). Verder zij de energie $h\nu$ van de lichtquanta zodanig dat alleen de elektronen uit de stoorniveaus de geleidingsband kunnen bereiken (vgl. fig. 3 van I). In eerste instantie is dit geval identiek met het vorige. Laat men echter de verlichtingssterkte tot zeer hoge waarden toenemen, dan kan de fotostroom een verzadigingseffect vertonen, omdat bij een zekere verlichtingssterkte nagenoeg alle stoorniveaus leeg zijn. De excitatiedichtheid G is dan niet meer evenredig met L. Dit doet overigens aan de geldigheid van (II,5) niets af.

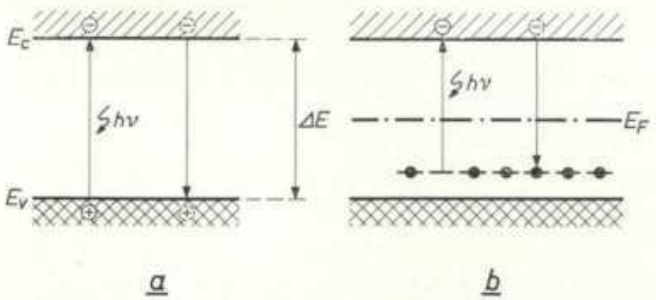


Fig. 3. *a*) Foto-excitatie en recombinatie in een stof met grote bandafstand ΔE (een isolator) die vrij is van stoorcentra. De pijlen geven de energiesprong van de elektronen aan. E_c elektronenenergie in het laagste niveau van de geleidingsband, E_v idem boven in de valentieband. *b*) Foto-excitatie en recombinatie in een isolator met stoorcentra voor het geval dat $h\nu < \Delta E$ is, zodat alleen excitatie vanuit de stoorcentra kan plaatsvinden. Deze onderstellen we zo dicht bij de valentieband (zo ver onder het Fermi-niveau E_F) te liggen dat ze in het donker bij de heersende temperatuur alle door een elektron bezet zijn. In beide gevallen verloopt het recombinatieproces bimoleculair. (In alle figuren van dit type is getekend de toestand die men heeft nadat de overgang heeft plaatsgevonden. De ladingdragers worden daarbij voorgesteld door getrokken cirkeltjes. De plaats van een ladingdrager vóór de overgang wordt aangeduid met een gestreept cirkeltje.)

3) Een stof met grote bandafstand en met stoorcentra die uitsluitend het karakter van een donor of acceptor hebben, zodat de stof een (zuiver extrinsieke) halfgeleider van type N of P is (*fig. 4*). Indien de concentratie van de foto-elektronen (-gaten) klein is ten opzichte van die der uit de stoorniveaus afkomstige ladingdragers, dan zal de elektronenconcentratie slechts weinig veranderen en verloopt de recombinatie pseudomonomoleculair (vgl. II,2). Bij grote verlichtingssterkte (excitatiedichtheid) wordt aan de genoemde restrictie uiteraard niet voldaan en is het verloop weer bimoleculair. Daartussen is er een overgangsgebied.

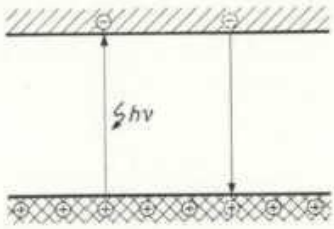


Fig. 4. Foto-excitatie en recombinatie in een zuiver extrinsieke halfgeleider van type P met grote bandafstand. (De stoorcentra en het Fermi-niveau zijn niet getekend.) Bij kleine verlichtingssterkte verloopt het recombinatieproces pseudomonomoleculair. Bij zeer grote verlichtingssterkte is het aantal extra-gaten in de geleidingsband niet meer groot ten opzichte van het aantal door het licht vrijgemaakte ladingdragers, en verloopt de recombinatie weer bimoleculair.

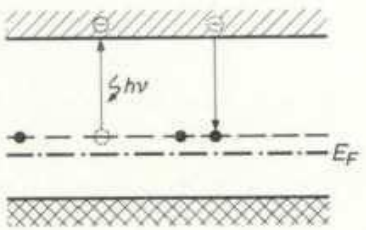


Fig. 5. Foto-excitatie en recombinatie in een isolator met stoorcentra die uitsluitend elektronen uitwisselen met de geleidingsband, en waarvan in het donker ongeveer de helft bezet is (de stoorniveaus liggen ongeveer op de hoogte van E_F). Ook hier gaat het verloop van de recombinatie met toenemende verlichtingssterkte geleidelijk over van mono- in bimoleculair.

4) Een isolator met stoorniveaus (concentratie niet al te laag) waarvan slechts een deel, b.v. de helft, bezet is (*fig. 5*). Verder, evenals bij (2), alléén foto-excitatie uit de stoorcentra. Als de excitatiedichtheid zo klein is dat de concentratie der ledige stoorplaatsen ten gevolge van de verlichting maar weinig verandert, is het aantal voor de foto-elektronen beschikbare recombinatiepartners nagenoeg constant. Het proces verloopt dan dus weer monomoleculair.

[3] Men vindt de reactiekinetica beschreven in leerboeken der theoretische chemie, zoals b.v. E. A. Moelwyn-Hughes, Physical chemistry, Pergamon Press, Londen 1957.

[4] Daar de recombinatie niet werkelijk monomoleculair kan zijn, zullen we het voorvoegsel „pseudo" verder weglaten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ook hier gaat het verloop met toenemende verlichtingssterkte geleidelijk over van mono- in bimoleculair.

Recombinatie via een stoorcentrum

Als laatste voorbeeld kiezen we een in de praktijk veel voorkomend geval waarbij de stand van zaken niet zo snel is te overzien. Het betreft hier, evenals in het vorige voorbeeld, een isolator met stoorcentra waarvan een aanzienlijk deel bezet is. De stoorcentra hebben hier echter de eigenschap dat ze in belangrijke mate elektronen uitwisselen met *beide* banden, of, anders uitgedrukt, dat ze zowel vrije elektronen als vrije gaten vangen. Men noemt zulke centra *recombinatiecentra*: elektronen die door foto-excitatie in de geleidingsband terechtgekomen zijn, gaan bij hun terugkeer naar de valentieband eerst naar een onbezet stoorniveau en vandaar naar de valentieband (*fig. 6*). We zullen thans laten zien dat bij recombinatie via zo'n centrum het recombinatieproces zowel bij zeer zwakke als bij zeer sterke verlichting *monomoleculair* verloopt. De *thermische* excitatie van de elektronen laten we weer buiten beschouwing omdat deze de situatie in het onderhavige voorbeeld niet essentieel verandert.

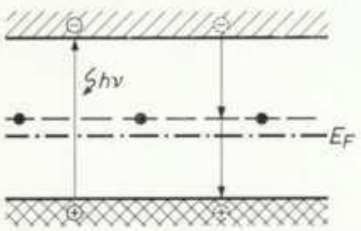


Fig. 6. Als in fig. 5, maar nu met stoorcentra die elektronen uitwisselen met *beide* banden. Hier verloopt het recombinatieproces zowel bij kleine als bij grote verlichtingssterkte monomoleculair.

Stel de concentratie der recombinatiecentra N, die der gevulde recombinatiecentra n_r en die der lege p_r, zodat $N = n_r + p_r$. Het aantal foto-elektronen dat per seconde vanuit de geleidingsband naar lege recombinatieniveaus gaat, is dan $c_n\, n\, p_r$; hierin is c_n een evenredigheidsfactor, de zg. vangkans. Voor de tweede sprong die de elektronen maken — men kan ook zeggen: voor de vangst van gaten door gevulde centra —, is een analoge betrekking van kracht (met vangkans c_p), zodat voor het volledige recombinatieproces de volgende differentiaalvergelijkingen gelden:

$$dn/dt = G - c_n\, n\, p_r. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (II,9a)$$

$$dp/dt = G - c_p\, p\, n_r. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (II,9b)$$

Hierin is G weer de excitatiedichtheid.

We onderscheiden nu twee grensgevallen en een daartussen gelegen overgangssituatie. In het eerste grensgeval is de bestraling zo zwak dat de concentratie n van de foto-elektronen en de concentratie p van de fotogaten beide klein zijn zowel ten opzichte van die der bezette als die der onbezette stoorcentra: $n, p \ll n_r, p_r$. Vanwege de conditie van behoud van lading geldt voor de door de verlichting teweeggebrachte verandering Δn_r van n_r:

$$\Delta n_r = n_r - n_r(0) = p - n. \quad . \quad . \quad (II,10)$$

Hierin is $n_r(0)$ de concentratie van de bezette centra vóór het inschakelen van de verlichting. Uitgedrukt in woorden: met ieder gat in de valentieband correspondeert een elektron; voor zover zo'n elektron zich niet in de geleidingsband bevindt, houdt het zich op in een stoorcentrum. Daar p en n beide klein zijn ten opzichte van n_r, zal dus blijkens (II,10) ook $\Delta n_r \ll n_r$ zijn, zodat n_r als constant beschouwd mag worden en gelijk aan $n_r(0)$. Lost men, dit aannemende, de vergelijkingen (II,9) op — daarbij het linker lid van beide nul stellend omdat ons hier alleen de stationaire toestand interesseert — en berekent men met behulp van de formule $\tau = n/G$ (I,5) de levensduur van elektronen en gaten, dan vindt men twee verschillende, maar constante, waarden:

$$\tau_n = \frac{1}{c_n\, p_r(0)} = \frac{1}{c_n\{N - n_r(0)\}}. \quad . \quad (II,11a)$$

$$\tau_p = \frac{1}{c_p\, n_r(0)}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (II,11b)$$

Uit de constantheid der levensduren volgt dat de recombinatie monomoleculair verloopt; uit hun ongelijkheid volgt dat ook n en p ongelijk moeten zijn (vgl. I,5).

In het tweede grensgeval is de bestraling zo sterk dat n en p beide groot zijn ten opzichte van N, zodat dus de concentraties der ladingdragers groot zijn ten opzichte van de grootste concentratieverandering Δn_r in de centra die mogelijk is. Uit voorwaarde (II,10) volgt dan dat $p \approx n$. Onder deze omstandigheden levert oplossen van de vergelijkingen (II,9) voor de stationaire toestand de relatie

$$\frac{n_r}{p_r} = \frac{c_n}{c_p}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (II,12)$$

De concentraties van elektronen en gaten in de recombinatiecentra verhouden zich dus als de vangkansen van deze ladingdragers. Aangezien de som van deze concentraties gelijk moet zijn aan N, vinden we:

$$n_r = \frac{c_n}{c_n + c_p}\, N, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (II,13a)$$

en

$$p_r = \frac{c_p}{c_n + c_p}\, N. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (II,13b)$$

We zien dat in dit tweede grensgeval de bezetting van de centra onafhankelijk is van de verlichtingssterkte. De levensduur van de ladingdragers zal dus weer

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

constant zijn, maar ditmaal voor elektronen en gaten dezelfde waarde hebben:

$$\tau_n = \tau_p = \frac{1}{c_p n_r} = \frac{1}{c_n p_r} = \frac{1}{N}\left(\frac{1}{c_n} + \frac{1}{c_p}\right). \quad \text{(II,14)}$$

Ondanks de verschillende omstandigheden verloopt de recombinatie in het onderhavige voorbeeld — waarbij deze dus plaatsvindt via één soort recombinatiecentra — blijkbaar zowel bij zeer zwakke als bij zeer sterke verlichting *monomoleculair*; dit in tegenstelling tot de gevallen van voorbeelden 3) en 4), waarbij de recombinatie bij toenemende verlichtingssterkte L geleidelijk van mono- in bimoleculair overging. In het eerste grensgeval echter is $n \neq p$, in het tweede zijn n en p gelijk. In feite gelden de voor de beide grensgevallen afgeleide formules in grote gebieden van L-waarden. We noemen die gebied I en gebied II (*fig.* 7). In deze gebieden zijn n en p dus evenredig met L (en G).

Tussen deze gebieden ligt een overgangsgebied II waarin de concentratie van de elektronen en die van de gaten geleidelijk aan elkaar gelijk worden; p varieert in dit gebied sublineair en n supralineair met G. (Heeft men een stof waarin, zowel in het donker als bij belichting, slechts een klein deel van de centra door elektronen bezet is, dan blijft in gebied II de elektronenconcentratie lineair verlopen en past de gatenconcentratie zich aan. Het verloop kan in zo'n geval met goede benadering gevonden worden met behulp van de rekenmethode die in het slothoofdstuk zal worden besproken.)

In het bijzondere geval dat de waarde $n_r(0)$ die n_r in het donker aanneemt, toevallig juist gelijk is aan $Nc_n/(c_n + c_p)$ — vgl. (II,13a) —, verandert er bij inschakelen van licht niets aan de bezetting van de stoorniveaus en is bij iedere verlichtingssterkte $n = p$. De levensduren zijn dan eveneens onafhankelijk van de verlichtingssterkte. Voor alle verlichtingssterkten geldt dan de situatie van gebied III (zie de streeplijn in fig. 7).

Tot slot willen we nog twee opmerkingen maken. Zojuist hebben we vastgesteld dat bij recombinatie via een centrum ook bij sterke verlichting het proces monomoleculair verloopt. Hierop valt niets af te dingen, maar men mag er niet uit concluderen dat men bij een fotogeleider met recombinatiecentra dan ook steeds bij sterke verlichting voor γ de waarde 1 vindt. De kans op rechtstreekse recombinatie — ook wel band-band-recombinatie geheten — zal nl. nooit exact nul zijn en de bijdrage daarvan neemt sterker toe met de excitatiedichtheid dan die van de recombinatie via centra; de eerste is immers evenredig met *beide* concentraties, de andere slechts met één. Bij toenemende verlichting zal dus op den duur de band-band-recombinatie de grootste bijdrage gaan leveren tot de recombinatie en zal de waarde van γ zich geleidelijk van 1 naar $\frac{1}{2}$ bewegen.

In de tweede plaats zij nog opgemerkt dat bij ieder recombinatieproces energie vrijkomt en wel de energie die bij de excitatie door het lichtquantum geleverd was. Deze vrijkomende energie wordt soms weer in de vorm van licht uitgestraald (luminescentie). De recombinatie kan echter ook stralingsloos geschieden, waarbij de energie dan vrijkomt in de vorm van roostertrillingen, zodat de temperatuur van het kristal hoger wordt.

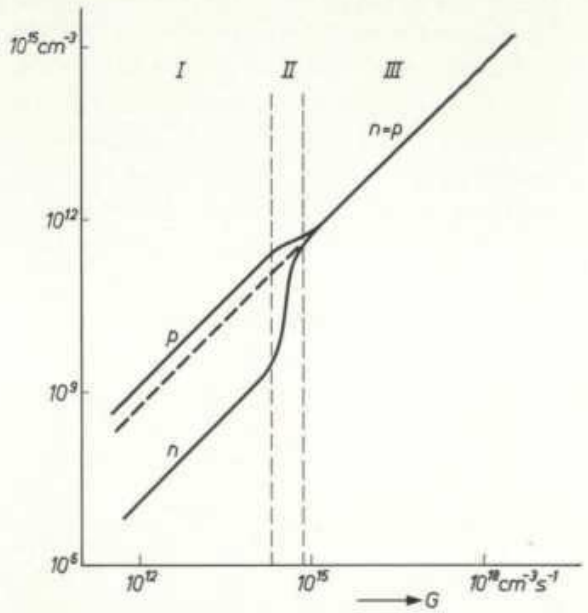


Fig. 7. Het verloop van de concentraties n en p als functie van de verlichtingssterkte — hier gerepresenteerd door de excitatiedichtheid G — voor de stof van fig. 6. Bij zeer kleine en bij zeer grote G zijn n en p evenredig met G (gebied I en gebied III), daartussen is er een overgangsgebied II waarin n supralineair met G toeneemt.

Activering

Wanneer men een fotogeleider doteert met een stof waarvan de atomen (ionen) als recombinatiecentrum kunnen fungeren, zal in het algemeen de levensduur der ladingdragers kleiner worden. Er is immers een nieuwe recombinatieweg geopend.

Toch is dit niet altijd het geval. In sommige gevallen wordt de levensduur van één der beide soorten ladingdragers niet alleen niet verkort, maar zelfs enorm vergroot, zodat men dan door het doteren een veel gevoeliger fotogeleider krijgt. Men noemt dit effect „activering". Een toevoegsel dat een dergelijk effect op de fotogeleider heeft, wordt „activator" genoemd. Het mechanisme van de activering kan het best worden toegelicht aan de hand van een voorbeeld.

Stel, de stof bevatte aanvankelijk N recombinatiecentra/cm^3 van soort *1*, gekenmerkt door een ongeveer gelijke vangkans c voor elektronen en voor gaten, en in het donker voor de helft gevuld. De levensduur van de ladingdragers was dus bij zwakke verlichting gelijk aan $2/Nc$. (Zie hierboven.) Stel verder dat er door het doteren nogmaals N recombinatiecentra/cm^3 worden toegevoegd, ditmaal van soort *2*. Kenmerkend voor

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze recombinatiecentra *2* is dat ze dezelfde vangkans voor gaten hebben, doch een veel kleinere, b.v. $10^{-4}\,c$, voor elektronen. Ten slotte nemen we nog aan dat de centra van soort *2* in het donker nagenoeg allemaal gevuld zijn. Na inschakelen van het licht zullen nu de vrijgemaakte gaten aanvankelijk door beide soorten centra in ongeveer gelijke mate gevangen worden. De foto-elektronen evenwel worden nagenoeg alleen gevangen door de centra van soort *1*. Deze asymmetrie heeft tot gevolg dat een deel van de centra van soort *2* geleegd wordt en dat de centra van soort *1* nagenoeg alle door een elektron bezet worden. Door de verlichting, die slechts zwak behoeft te zijn, ontstaat er dus een herverdeling der elektronen en gaten over de centra, die erop neerkomt dat de helft van de elektronen van de centra *2* naar de centra *1* is overgegaan. Zie *fig. 8*.

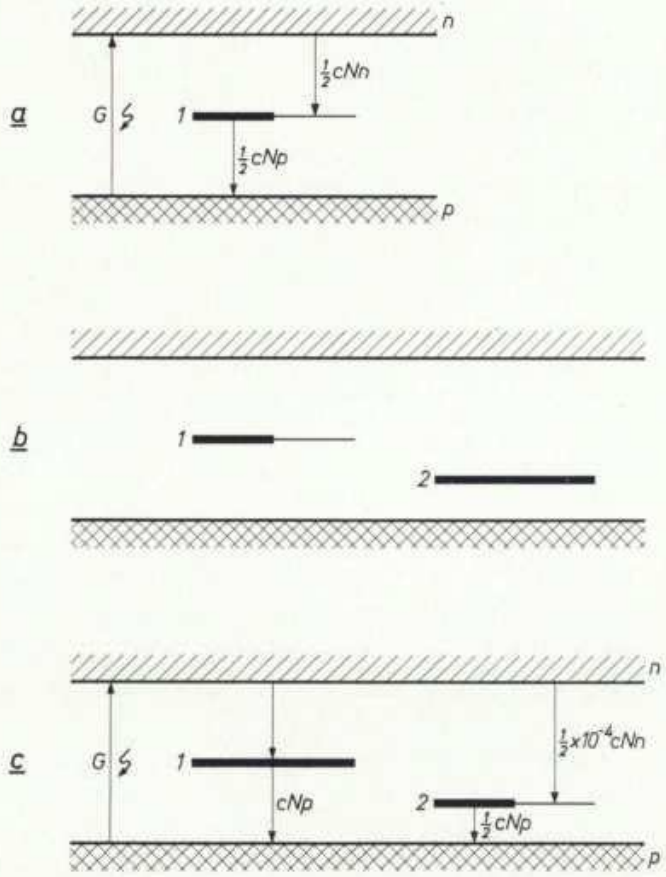


Fig. 8. Ter verklaring van het feit dat onder bepaalde omstandigheden door het toevoegen van stoorcentra van een andere soort de gevoeligheid van een fotogeleider sterk vergroot kan worden (activering). De gezamenlijke stoorcentra van één soort zijn hier voorgesteld door een lijnstuk. Het dik getekende deel stelt de bezette, het dun getekende de onbezette fractie voor. De naast een pijl geschreven uitdrukking geeft het aantal per cm³ en per seconde optredende recombinaties. *a*) Bandenschema van de oorspronkelijke stof. Er is één soort stoorcentra (*1*), waarvan de helft bezet is. *b*) Bandenschema van de stof na toevoegen van een gelijk aantal centra *2*; in het donker zijn deze alle bezet. *c*) Idem bij verlichting. De helft van de elektronen uit *2* is overgegaan naar de centra *1*, zodat deze nagenoeg alle bezet zijn. De recombinatie via *1* is daardoor vrijwel onmogelijk geworden, die via de centra *2* verloopt eveneens moeilijk doordat deze centra een veel geringere kans hebben om elektronen uit de geleidingsband te vangen. Opdat toch het totale aantal recombinaties per cm³ en per seconde gelijk zij aan G, moet n nu veel groter zijn.

Gaan we nu na op welke wijze onder deze nieuwe omstandigheden de recombinatie verloopt, dan zien we 1) dat voor een elektron de kans op recombinatie via de centra van soort *1* zeer klein geworden is, doordat deze centra vrijwel alle bezet zijn, en 2) dat van de centra van soort *2* weliswaar de helft nog kan functioneren maar dat deze, omdat hun vangkans slechts $10^{-4}\,c$ is, toch ook aan de elektronen maar een kleine kans op recombinatie bieden. Daar in een stationaire toestand toch het aantal per cm³ en per seconde optredende recombinaties gelijk moet zijn aan de excitatiedichtheid, is het gevolg dat de elektronenconcentratie in de geleidingsband enorm veel groter is dan voorheen: door het doteren is dus de levensduur van de elektronen groter geworden.

In de levensduur van de gaten daarentegen is niet zo'n grote verandering gekomen. Het aantal gaten dat per cm³ en per seconde recombineert via de centra *1* bedraagt cNp, en dat via de centra *2* bedraagt $\frac{1}{2}cNp$; totaal dus $1\frac{1}{2}\,cNp$. Daar dit aantal vóór het doteren $\frac{1}{2}\,cNp$ bedroeg, is de levensduur van de gaten dus driemaal zo klein geworden. Tegenover de enorme verlenging van de levensduur der elektronen speelt dit nauwelijks een rol: door het doteren is de gevoeligheid van de fotogeleider ongeveer 10^4 maal zo groot geworden.

Samenvattend kan gezegd worden dat voor het optreden van een dergelijke activering aan drie voorwaarden voldaan moet zijn. In de eerste plaats moet voor de centra, *2* de activatorcentra, de kans op vangst van elektronen en gaten ongelijk zijn. In de tweede plaats moeten in het donker de activatorcentra meer elektronen bevatten dan er open plaatsen in de centra *1* zijn; na inschakelen van licht kunnen deze laatste dan volledig bezet worden, zodat de recombinatieweg via *1* „verstopt" raakt. Ten derde moeten de concentraties n en p van elektronen en gaten klein zijn ten opzichte van die der centra.

Laatstgenoemde voorwaarde impliceert dat de verlichtingssterkte gebonden is aan een bovengrens. Laat men de verlichtingssterkte toenemen boven deze grens uit, dan worden n en p op den duur weer aan elkaar gelijk, zoals in het gebied *III* van fig. 7. De concentraties der in de twee soorten centra gevangen elektronen passen zich aan op analoge wijze als voor dit gebied *III* is beschreven. De levensduur krijgt dan de waarde die correspondeert met het parallel werken van de beide recombinatiewegen, en de vergrote gevoeligheid gaat weer verloren.

De invloed van vangplaatsen op de responsiesnelheid

In het bovenstaande hebben we uitsluitend gevallen beschouwd waarin stoorcentra hetzij ontbraken (fig. 3*a* en 4), hetzij in feite de rol van de valentieband hadden

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

overgenomen (fig. 3*b* en 5), hetzij ladingdragers konden uitwisselen met beide banden (fig. 6). Daarbij mocht de thermische excitatie in eerste instantie buiten beschouwing gelaten worden.

In dit hoofdstuk zullen we nagaan welke situaties er kunnen optreden in stoffen die stoorcentra bevatten die slechts ladingdragers kunnen uitwisselen met één band, de zg. vangplaatsen („traps"). Hierbij kunnen de door thermische excitatie veroorzaakte overgangen van ladingdragers uit deze niveaus naar de desbetreffende band niet verwaarloosd worden; integendeel: de mate waarin ze plaatsvinden, is bepalend voor het gedrag van de fotogeleider. Anderzijds zullen we, evenals in het laatste voorbeeld van het vorige hoofdstuk, de door *optische* excitatie veroorzaakte overgangen naar (uit) de stoorcentra verwaarlozen. We beschouwen in dit hoofdstuk alleen stoffen die slechts één soort vangplaatsen bevatten; zie *fig. 9*. Verder beperken we ons tot het gedrag van de elektronen.

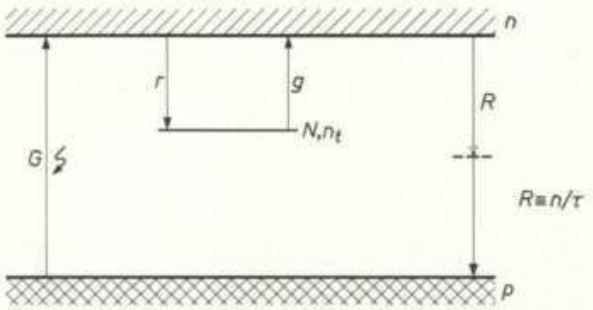


Fig. 9. Bandenschema van stoffen die één soort vangplaatsen bevatten. De vangplaatsen zijn, evenals in fig. 8, weer gezamenlijk voorgesteld door één lijnstuk. Hun concentratie is N, de concentratie der bezette vangplaatsen n_t. De grootheid G is weer de dichtheid van de optische excitatie, R die van de recombinatie, g die van de thermische excitatie uit de vangplaatsen, r die van de vangst van elektronen uit de geleidingsband door de vangplaatsen. De recombinatie zal in de ene stof rechtstreeks plaatsvinden en in de andere via recombinatiecentra (zie streeplijntje).

Karakteristiek voor de invloed van vangplaatsen op het gedrag van een fotogeleider is dat ze in de regel de responsiesnelheid sterk beïnvloeden. Kwalitatief is het bestaan van deze invloed gemakkelijk plausibel te maken. In een stationaire toestand heeft uiteraard de concentratie n een bepaalde, van de verlichtingssterkte afhangende, waarde. Ten gevolge van de uitwisseling van ladingdragers tussen de vangplaatsen en de geleidingsband geldt hetzelfde echter óók voor de concentratie n_t van de in de vangplaatsen aanwezige ladingdragers; verandert men de verlichtingssterkte, dan moeten n en n_t dus *beide* meeveranderen, en wel in dezelfde richting. Vergroot men b.v. de verlichtingssterkte, dan moet in de eerste ogenblikken daarna de „stroom" G niet alleen de vereiste vergroting van n maar ook die van n_t tot stand brengen. Dit duurt uiteraard langer dan wanneer de vangplaatsen afwezig waren. Daar in de praktijk n_t niet zelden veel groter is dan n, kan de door vangplaatsen veroorzaakte vertraging van de responsie zeer aanzienlijk zijn. Een complicatie — zie hieronder — is nog dat ook het evenwicht tussen de geleidingsband en de stoorcentra zich niet oneindig snel instelt. In de termen van het model van fig. 1: men mag niet in alle gevallen de geleidingsband en de gezamenlijke vangplaatsen samen als één groot reservoir beschouwen.

Tevens kan men kwalitatief laten zien waarom bij *zeer sterke* verlichting de vangplaatsen de responsie *niet* veel trager maken. Ze zijn dan nagenoeg alle met elektronen gevuld, zodat bij variatie van de verlichtingssterkte het aantal gevangen elektronen nauwelijks kan veranderen. Dit geldt uiteraard niet wanneer men de verlichtingssterkte van een dergelijke hoge waarde laat afnemen tot een zeer lage waarde (of tot nul). Er is dan, na een aanvankelijke snelle daling van de fotostroom, een kleine reststroom („staart") die veel langzamer in sterkte afneemt, net als in de gevallen waarin ook de beginwaarde van de verlichtingssterkte niet extreem hoog is.

Alvorens de invloed van vangplaatsen op de responsiesnelheid wat meer kwantitatief te gaan beschouwen, willen we nog even stilstaan bij de invloed die ze hebben op de *gevoeligheid*. In de stationaire toestand wordt de concentratie n van de elektronen in de geleidingsband bepaald door de voorwaarde dat de excitatiedichtheid G (vgl. fig. 9) en de recombinatiedichtheid R even groot zijn. Dit volgt uit het feit dat ook n_t in een stationaire toestand constant is en de „stromen" g en r elkaar derhalve juist compenseren. In eerste instantie verandert de aanwezigheid van de vangplaatsen dus niets aan de situatie, maar wel kunnen de vangplaatsen een zekere invloed hebben op de wijze waarop R van n afhangt en aldus toch de gevoeligheid *indirect* beïnvloeden. Om dit laatste nader te bezien, keren we even terug tot de algemene formule voor de stationaire toestand in een bestraalde isolator: $dn/dt = 0 = G - bnp$ (vgl. II,3a). Hierin is p thans, al naar de aard van het recombinatiemechanisme, de concentratie van de vrije gaten of die van de aan een recombinatiecentrum gebonden gaten. Men kan zeggen dat de vangplaatsen de bijdrage van de elektronen tot de fotostroom niet veranderen als ze het produkt bp niet beïnvloeden. Dit is b.v. het geval wanneer de recombinatie monomoleculair verloopt (zie b.v. fig. 4, 5 en 6) en de verlichtingssterkte voldoende klein is.

In de meer kwantitatieve beschouwingen die nu volgen, zullen we het hierboven aangestipte geval van extreem sterke verlichting buiten beschouwing laten en ons beperken tot situaties waarin de verlichtingssterkte zo gering is dat slechts een kleine fractie van de vangplaatsen door elektronen bezet is. Verder nemen we eenvoudigheidshalve aan dat de recombinatie geschiedt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

via recombinatiecentra, en dus monomoleculair verloopt, zodat τ als constant beschouwd mag worden. Voor de concentraties n en n_t (fig. 9) gelden de volgende differentiaalvergelijkingen:

$$\frac{dn}{dt} = G - R + g - r, \quad \ldots \quad \text{(II,15a)}$$

$$\frac{dn_t}{dt} = -g + r. \quad \ldots \quad \text{(II,15b)}$$

Voor de „stromen" g en r, die bepaald worden door n en n_t en door de (constante) waarschijnlijkheden e_n en c_n van de beide overgangen (vgl. II,9), geldt:

$$g = e_n n_t, \quad \ldots \quad \text{(II,16a)}$$

$$r = c_n n(N - n_t). \quad \ldots \quad \text{(II,16b)}$$

De waarden van de overgangswaarschijnlijkheden e_n en c_n zijn karakteristiek voor het soort stoorcentra dat we beschouwen. Er bestaat tussen beide een verband, dat we kunnen vinden door een toestand van thermisch evenwicht te beschouwen. In dat geval is $g = r$ ofwel $e_n n_t = c_n n(N - n_t)$. Hieruit volgt:

$$e_n = c_n \frac{n(N - n_t)}{n_t}. \quad \ldots \quad \text{(II,17a)}$$

Verder kan men met behulp van de formule van Fermi-Dirac (I,1) afleiden dat in thermisch evenwicht voor de verhouding van de niveaubezettingen n en n_t geldt:

$$\frac{n}{n_t} = \frac{N_c}{N - n_t} \exp\left[-(E_c - E_t)/kT\right]. \quad \text{(II,18)}$$

(Hierin is, evenals voorheen, N_c de effectieve niveaudichtheid onderin de geleidingsband, E_c de energie van de onderkant van de geleidingsband en E_t die van de vangplaatsen.) Met behulp van deze formule kan men (II,17a) herleiden tot:

$$e_n = c_n N_c \exp\left[-(E_c - E_t)/kT\right], \quad \text{(II,17b)}$$

waarmee het bedoelde verband tussen e_n en c_n verkregen is.

Men kan aantonen dat (II,18) óók geldt voor een stationaire toestand waarbij de stof belicht wordt, en zelfs voor een niet-stationaire toestand mits n en n_t in thermisch evenwicht zijn. We zullen daarvan in het volgende gebruik maken.

De overgangswaarschijnlijkheid (vangkans) c_n wordt dikwijls geschreven als het produkt van de gemiddelde thermische snelheid van de elektronen v_{th} en een grootheid S, de zg. werkzame doorsnede voor elektronenvangst (Engels: capture cross-section), die de dimensie van een oppervlakte heeft. De vangkans c_n hangt slechts zwak van de temperatuur af: bij constante S is $c_n \sim v_{th}$ en dus $\sim T^{\frac{1}{2}}$. De waarschijnlijkheid e_n van de thermische excitatie daarentegen hangt wel sterk van T af. (Vgl. II,17b; gewoonlijk is $(E_c - E_t) \gg kT$.)

Met behulp van (II,16a), (II,17b) en, voor zover van toepassing, (II,18) zullen we nu het verloop van de responsie berekenen voor twee extreme gevallen. Daar we verondersteld hebben dat de verlichtingssterkte zo gering is dat de meeste vangplaatsen leeg zijn — in formule: $n_t \ll N$ —, mogen we beginnen met (II,18) te vereenvoudigen tot:

$$\frac{n}{n_t} = \frac{N_c}{N} \exp\left[-(E_c - E_t)/kT\right]. \quad \ldots \quad \text{(II,19)}$$

De verhouding tussen n en n_t is dus bij zwakke verlichting onafhankelijk van de verlichtingssterkte en gelijk aan een constante; het quotiënt n_t/n zullen we in het volgende δ noemen.

Als eerste extreme geval nu veronderstellen we dat g en r beide groot zijn ten opzichte van de recombinatie R; de elektronen in de vangplaatsen en in de geleidingsband zullen dan, ook in de periodes waarin n en n_t zich naar een nieuwe evenwichtswaarde bewegen, onderling in thermisch evenwicht zijn. Voor het afnemen van n na uitschakelen van de verlichting — d.w.z $G = 0$ — geldt dan de volgende differentiaalvergelijking, die af te leiden is uit (II,15), uit (II,19) in de vorm $n/n_t = 1/\delta$ en uit de definitievergelijking $R = n/\tau$ — vgl. (I,5):

$$(1 + \delta)\, dn/dt = -n/\tau. \quad \ldots \quad \text{(II,20)}$$

Hieruit volgt dat n exponentieel afneemt met een tijdconstante τ_0 die gegeven wordt door:

$$\tau_0 = (1 + \delta)\tau. \quad \ldots \quad \text{(II,21)}$$

Ter demonstratie van de grootte van de invloed die vangplaatsen in het besproken geval op de responsiesnelheid hebben, berekenen we hoe groot δ wordt als we voor de in (II,19) voorkomende grootheden een plausibele waarde kiezen. Met $N = 10^{16}$ cm^{-3}, $N_c = 10^{19}$ cm^{-3} en een waarde van $e(E_c - E_t)$, de „trapdiepte", van 0,3 eV, vinden we $\delta \approx 100$. In sterker gedoteerd materiaal en bij grotere trapdiepte — situaties die in de praktijk veelvuldig voorkomen — kan δ gemakkelijk 10^6 of 10^7 worden. In het hier besproken geval van relatief grote g en r is de invloed van de vangplaatsen op de responsiesnelheid dus zeer groot.

Daar meestal $\delta \gg 1$ is, kan men in veel gevallen (II,21) vereenvoudigen tot

$$\tau_0 = \delta\tau. \quad \ldots \quad \text{(II,22)}$$

Dit brengt tot uiting dat men de geleidingsband en de vangplaatsen dan gezamenlijk mag beschouwen als één reservoir, waarvan de grootte geheel bepaald wordt door de concentratie der vangplaatsen.

Als tweede geval dat we zullen behandelen, veronderstellen we dat g en r *klein* zijn ten opzichte van R. De vangplaatsen en de geleidingsband wisselen nu zeer

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moeizaam ladingdragers uit, en na uitschakelen van het licht is het thermische evenwicht tussen beide aanvankelijk geheel verbroken. De elektronenconcentratie n in de geleidingsband daalt daardoor in het begin relatief snel, nl. met een tijdconstante die gelijk is aan de levensduur τ. Daarna echter vertoont het tijdsverloop van n een lange „staart". We zullen de tijdconstante daarvan berekenen.

Daar de vangst r van elektronen door de vangplaatsen evenredig is met de elektronenconcentratie n in de geleidingsband, zal na de aanvankelijke snelle daling van n ook r tot een fractie van zijn oorspronkelijke waarde zijn gereduceerd. De thermische generatie g daarentegen is nog nauwelijks veranderd, zodat dan $r \ll g$ is. Men kan met behulp van deze betrekking en van (II,16a) en (II,17b) de vergelijking (II,15b) herleiden tot:

$$\mathrm{d}n_t/\mathrm{d}t \approx -g = -c_n N_e n_t \exp\left[-(E_e - E_t)/kT\right]. \quad \text{(II,23)}$$

Hieruit volgt dat de concentratie n_t van de gevangen elektronen exponentieel afneemt met de tijdconstante

$$\tau_t = \frac{\exp\left[(E_e - E_t)/kT\right]}{c_n N_e}. \quad \text{(II,24)}$$

Vooral bij grote $E_e - E_t$ en bij lage temperatuur is dit een lange tijd. Dit langzame „verdampen" van elektronen uit de vangplaatsen houdt in de geleidingsband een elektronenconcentratie in stand die ongeveer gelijk is aan $g\tau$ en die derhalve — g is immers evenredig met n_t — eveneens afneemt met de tijdconstante τ_t. In *fig. 10* vindt men de in de beide besproken gevallen optredende responsiekrommen schematisch weergegeven.

In de praktijk zullen er natuurlijk vaak verscheidene soorten vangplaatsen tegelijk aanwezig zijn. De krommen die het tijdverloop van de responsie weergeven, zullen dan beschreven moeten worden als een superpositie van de krommen voor elke soort. Laatstgenoemde krommen kunnen onderling sterk van karakter verschillen: als er vangplaatsen van meer dan één soort zijn, kunnen nl. de twee zojuist besproken gevallen zeer goed tegelijkertijd voorkomen, en zelfs kan het gebeuren dat bovendien de diepste vangplaatsen bij de gebruikte lichtintensiteit geheel gevuld worden. Dit alles maakt dat het vaak zeer moeilijk of zelfs onmogelijk is om uit de waargenomen krommen ondubbelzinnige gegevens over de concentratie en de aard van de vangplaatsen af te leiden.

In onze beschouwingen over de responsiesnelheid is tot nu toe geheel buiten beschouwing gelaten de invloed die de *contacten* kunnen hebben op de responsie van een fotogeleidend schakelingselement. Zijn de contacten van het zg. injecterende type [1], dan is deze invloed dikwijls verwaarloosbaar. Bij grote veldsterkte en grote verlichtingssterkte kan het echter gebeuren dat de ruimteladingen — ofwel: de bandkrommingen — in de contactgebieden sterk van deze grootheden afhangen en dat de snelheid waarmee de bandkromming zich aan een veranderde situatie aanpast, mede bepalend wordt voor de responsiesnelheid. De invloed van deze effecten is evenwel niet in kort bestek te behandelen.

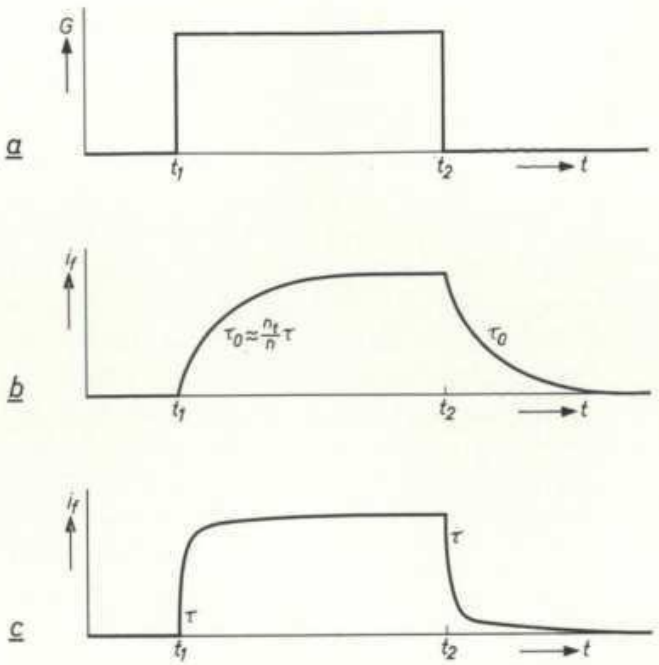


Fig. 10. Voorbeelden van responsie van fotogeleiders met vangplaatsen bij in- en uitschakelen van de verlichting. De verlichting is zo zwak dat steeds $n_t \ll N$ is (vgl. fig. 9). *a*) Het verlichtingsprogramma; de verlichtingssterkte wordt weer gerepresenteerd door de excitatiedichtheid G. *b*) Responsie van een stof waarbij de vangcentra en de geleidingsband in zo sterke mate elektronen uitwisselen dat ze voortdurend in thermisch evenwicht zijn (g en $r \gg R$). De fotostroom varieert exponentieel met een tijdconstante die ongeveer n_t/n maal zo groot is als de levensduur τ. *c*) Zijn g en r klein ten opzichte van R, dan verandert i_f na in- of uitschakelen van het licht aanvankelijk zeer snel (tijdconstante $\approx\tau$), maar er is een zeer lange „staart".

Heeft men blokkerende contacten, dan is de situatie in eerste instantie eenvoudig. Bij voldoend hoge veldsterkte bereiken alle door het licht vrijgemaakte ladingdragers een contact vóórdat ze recombineren; de fotostroom is dan verzadigd [2]. Zijn er géén vangplaatsen, dan is in dit geval de responsietijd dus identiek met de gemiddelde oversteektijd $T_{n,p}$, d.w.z. omgekeerd evenredig met de veldsterkte. Zijn er wèl vangplaatsen, dan wordt de responsietijd gelijk aan de som van de oversteektijd en de tijd die een ladingdrager gemiddeld in vangplaatsen doorbrengt. Laatstgenoemde tijd is meestal veel langer dan $T_{n,p}$ en bepaalt dus gewoonlijk de responsiesnelheid. Ook deze verblijftijd neemt af met de veldsterkte; in eerste instantie niet doordat het verblijf per vangplaats korter gaat duren, maar eenvoudig doordat een elektron op zijn reis minder vangplaatsen aandoet naarmate zijn snelheid groter is. Ook in een fotogeleider met vangplaatsen neemt, als de stroom verzadigd is, de responsiesnelheid dus toe met de veldsterkte. Een sprekend voorbeeld hiervan is de fotogeleidende laag in een „Plumbicon" opneembuis voor televisie [5].

[5] Zie E. F. de Haan, A. van der Drift en P. P. M. Schampers, Het „Plumbicon", een nieuwe televisie-opneembuis, Philips techn. T. **25**, 277-295, 1963 (no. 9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het gedrag van fotogeleiders met twee of meer soorten stoorcentra

Tot nu toe hebben we, behalve bij de behandeling van de activering, steeds gesproken over stoffen die ten hoogste één soort stoorcentra bevatten. Verder hebben we daarbij de situatie nog vereenvoudigd door in de meeste gevallen de thermische excitatie buiten beschouwing te laten. In het voorgaande hoofdstuk, ten slotte, waar we dit laatste niet deden, hebben we aangenomen dat de aanwezige stoorcentra uitsluitend elektronen konden uitwisselen met de geleidingsband, d.w.z. zich gedroegen als ideale vangplaatsen; de andere stoorcentra noemden we recombinatiecentra.

In werkelijkheid wisselen stoorcentra natuurlijk wèl elektronen met een band uit door thermische exictatie, en ook is de kans dat een zich in een vangplaats bevindend elektron zich naar de valentieband begeeft, niet exact nul. In de nu volgende delen van dit hoofdstuk, waarin we iets zeggen over het gedrag van fotogeleiders die twee of meer soorten stoorcentra bevatten en waarin men geconfronteerd zal worden met de problemen die de onderzoeker ontmoet die uit zijn meetresultaten een model voor de onderzochte stof wil afleiden, zullen we dan ook de stoorcentra niet langer onderscheiden in (pure) vangplaatsen en (pure) recombinatiecentra, maar in aanmerking nemen dat ieder stoorcentrum op een bepaalde wijze beide aspecten in zich verenigt.

In *fig. 11* vindt men het bandenschema van een halfgeleider met twee soorten stoorplaatsen, waarin de verschillende mogelijke overgangen met pijlen zijn aangegeven. De daarbij geschreven letters G, E, B, R, I, C, L en F duiden, juist als in de voorgaande figuren, de „veelvuldigheid" aan waarmee ze per cm³ optreden. We noemen deze grootheden in het vervolg kortweg de „stromen". De overgangen die met streeplijnen zijn aangeduid, zullen bij niet te kleine bandafstand wegens de grootte van de energiesprong nagenoeg niet optreden; althans niet als gevolg van de thermische excitatie. Daar we in de nu volgende beschouwingen aannemen dat er eveneens géén elektronen van of naar de stoorplaatsen overgaan ten gevolge van optische excitatie, en daar we ook de band-band-recombinatie zullen verwaarlozen ($F = 0$), kunnen we ons beperken tot de met de getrokken pijlen aangeduide overgangen. We merken hierbij op dat deze vereenvoudigingen slechts gemaakt worden ter wille van de eenvoud maar geenszins essentieel zijn.

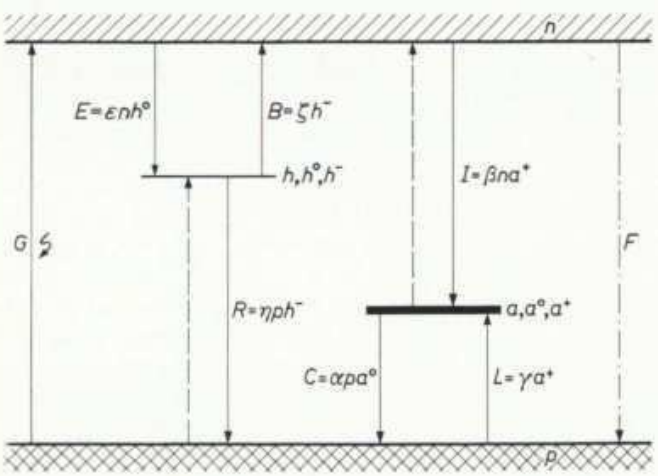


Fig. 11. Bandenschema van een stof met twee soorten stoorplaatsen. De pijlen stellen de mogelijke overgangen der elektronen voor. De hoofdletters duiden zowel deze overgangen zelf als de dichtheid (aantal per cm³ en per seconde) ervan aan (de excitatie- en recombinatie„stromen"). De concentratie van de hooggelegen centra is h, die van de laaggelegen centra is a. Van de eerstgenoemde centra is de concentratie van de onbezette h^0, die van de bezette h^-. Van de laaggelegen centra is de concentratie der onbezette a^+ en die van de (door een elektron) bezette a^0. De Griekse letters stellen de overgangswaarschijnlijkheden voor.

De concentratie der centra van het ene type zij h cm^{-3}, waarvan h^- gevuld (met een elektron) en h^0 leeg; die van het andere, lager gelegen, type zij a cm^{-3}, waarvan a^0 gevuld en a^+ leeg. We nemen aan dat in het donker de laatstgenoemde centra alle door een elektron bezet zijn (dikke lijn) en dat de andere centra alle onbezet zijn (dunne lijn). Verder veronderstellen we dat in het donker de concentraties n en p verwaarloosbaar klein zijn (de stof is nagenoeg een isolator). We willen nu berekenen hoe de concentratie der ladingdragers in de beide banden en in de beide soorten stoorcentra afhangt van de verlichtingssterkte (weer gerepresenteerd dus door de excitatiedichtheid G). We beschouwen daarbij uitsluitend stationaire toestanden.

In iedere stationaire toestand gelden de volgende vergelijkingen:

$$a = a^0 + a^+, \quad \ldots\ldots \quad \text{(II,25a)}$$

$$h = h^0 + h^-, \quad \ldots\ldots \quad \text{(II,25b)}$$

$$a^+ + p = h^- + n, \quad \ldots \quad \text{(II,25c)}$$

$$G = I + R, \quad \ldots\ldots \quad \text{(II,25d)}$$

$$C = L + I, \quad \ldots\ldots \quad \text{(II,25e)}$$

$$E = B + R. \quad \ldots\ldots \quad \text{(II,25f)}$$

De eerste twee vergelijkingen drukken uit dat de som van het aantal bezette en het aantal onbezette centra gelijk moet zijn aan het totale aantal (resp. a en h). Vergelijking (II,25c) drukt uit dat het totale aantal positieve ladingdragers gelijk is aan het totale aantal negatieve. De laatste drie vergelijkingen drukken uit dat in een stationaire toestand de som van de „stromen" die naar één soort centra toevloeien, gelijk moet zijn aan de som der „stromen" die ervan afvloeien (principle of detailed balancing). Deze „stromen" hangen van de concentraties af op de in fig. 11 aangegeven wijze. Bij een bepaalde waarde van G (de onafhankelijke variabele) zijn de zes concentraties n, p, h^0,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

h^-, a^0 en a^+ door deze zes vergelijkingen dus volkomen bepaald wanneer de concentraties a en h en de stofconstanten α, γ, β, η, ε en ζ bekend zijn.

De oplossing van het (niet-lineaire) stelsel (II,25), zo deze al in gesloten vorm te schrijven zou zijn, is evenwel zeer gecompliceerd en daardoor weinig overzichtelijk. Tracht men nl. de vergelijkingen op te lossen door het elimineren van onbekenden, dan verkrijgt men vergelijkingen van een hoge graad. Men moet daarom zijn toevlucht nemen tot het vereenvoudigen van de vergelijkingen door verwaarlozen van termen die relatief klein zijn. Het hangt echter van het niveauschema en van de overgangswaarschijnlijkheden af — zaken die men nog niet kent maar juist aan de hand van de meetresultaten wil trachten te vinden! — welke verwaarlozingen toelaatbaar zijn. Zoals hieronder duidelijk zal worden, introduceert men in de analyse een grote mate van onzekerheid wanneer men een gevonden meetresultaat, b.v. het verloop van de fotostroom i_f met de verlichtingssterkte — i_f is evenredig met $n\mu_n + p\mu_p$, vgl. (I,7) —, tracht te verklaren vanuit één hypothetisch model met de daarbij passende verwaarlozingen. Het vinden van overeenstemming tussen de theoretische en de experimentele krommen geeft nl. geen enkele garantie dat het gekozen model juist is; meestal zijn er méér modellen mogelijk die tot een zelfde theoretische kromme leiden.

Men kan deze onzekerheid elimineren met behulp van een door Klasens aangegeven benaderingsmethode die we hier willen beschrijven, en die de mogelijkheid biedt om op betrekkelijk eenvoudige wijze een overzicht te verkrijgen van *al* de mogelijke oplossingen [6].

Het uitgangspunt van de methode is de overweging dat de waarden van de in de vergelijkingen (II,25) voorkomende grootheden gewoonlijk een gebied bestrijken van vele orden van grootte, zodat van twee termen die zich aan dezelfde kant van een gelijkteken bevinden, er één in de regel de andere zodanig overheerst dat laatstgenoemde verwaarloosd mag worden [7]. Voert men deze verwaarlozingen in, dan zijn er dus voor (II,25c) *vier* vormen mogelijk en voor de vijf andere vergelijkingen *twee*:

(1)	(2)	(3)	(4)	
$a^0 = a$	$a^+ = a$			(II,26a)
$h^0 = h$	$h^- = h$			(II,26b)
$a^+ = h^-$	$a^+ = n$	$h^- = p$	$n = p$	(II,26c)
$G = I$	$G = R$			(II,26d)
$C = L$	$C = I$			(II,26e)
$E = B$	$E = R$			(II,26f)

Voor een bepaalde, in een verlichte fotogeleider heersende, situatie geldt nu een bepaalde combinatie van deze vergelijkingen. We merken hier alvast op dat zo'n „situatie" niet alleen afhangt van de eigenschappen van de stof, maar tevens van de verlichtingssterkte, d.w.z. van de waarde van G. Een bepaalde combinatie van vergelijkingen (II,26) geldt slechts in een beperkt interval van G-waarden; daarbuiten moet men op een andere overgaan.

Men kan de diverse combinaties van vergelijkingen gemakkelijk hanteerbaar maken door ze te kenmerken met een codenummer van zes cijfers: het eerste cijfer geeft de kolom aan waar men de van toepassing zijnde vorm van verg. (II,26a) vindt, het tweede de kolom van die van (II,26b), enz. Zo stelt dus b.v. code 111211 voor dat de volgende vergelijkingen gelden:

$$\left.\begin{aligned} a^0 &= a \\ h^0 &= h \\ a^+ &= h^- \\ G &= R \\ C &= L \\ E &= B \end{aligned}\right\} \text{(code 111211)} \quad . \; . \quad \text{(II,27)}$$

Zoals men ziet, is een combinatie van de op bovengenoemde wijze vereenvoudigde vergelijkingen zo eenvoudig dat de oplossingen voor de concentraties direct gevonden kunnen worden. Men verifieert gemakkelijk dat deze luiden (vgl. fig. 11):

$$\left.\begin{aligned} n &= \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}\,\zeta a^{\frac{1}{2}}}{\gamma^{\frac{1}{2}}\,\varepsilon\,\eta^{\frac{1}{2}}\,h}\,G^{\frac{1}{2}}; \quad h^- = a^+ = \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}\,a^{\frac{1}{2}}}{\gamma^{\frac{1}{2}}\,\eta^{\frac{1}{2}}}\,G^{\frac{1}{2}}; \\ p &= \frac{\gamma^{\frac{1}{2}}}{\alpha^{\frac{1}{2}}\,\eta^{\frac{1}{2}}\,a^{\frac{1}{2}}}\,G^{\frac{1}{2}}; \quad h^0 = h; \quad a^0 = a\,. \end{aligned}\right\} \quad . \quad \text{(II,28)}$$

Hieruit volgt dan voor de „stromen":

$$\left.\begin{aligned} I = \beta n a^+ &= \frac{\alpha\,\beta\,\zeta\,a}{\gamma\,\varepsilon\,\eta\,h}\,G; \quad C = L = \gamma a^+ = \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}\,\gamma^{\frac{1}{2}}\,a^{\frac{1}{2}}}{\eta^{\frac{1}{2}}}\,G^{\frac{1}{2}}; \\ E = B = \zeta h^- &= \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}\,\zeta\,a^{\frac{1}{2}}}{\gamma^{\frac{1}{2}}\,\eta^{\frac{1}{2}}}\,G^{\frac{1}{2}}; \quad R = G\,. \end{aligned}\right\} \text{(II,29)}$$

Ook voor andere combinaties van vereenvoudigde vergelijkingen vindt men voor de oplossingen steeds hetzij eenvoudige machtsfuncties van G met lage (gehele of gebroken) exponenten, hetzij constanten.

In totaal zijn 128 verschillende combinaties van vereenvoudigde vergelijkingen mogelijk, waarvan de op-

[6] H. A. Klasens, The intensity-dependence of photoconduction and luminescence of photoconductors in the stationary state, Phys. Chem. Solids **7**, 175-200, 1958.

[7] Deze overweging is afkomstig van C. A. Duboc (Brit. J. appl. Phys. **6**, suppl. no. 4, blz. S 107, 1955). Men vindt de methode die we in dit hoofdstuk beschrijven, daarom ook wel aangeduid als methode Duboc-Klasens.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lossingen alle op dezelfde eenvoudige manier te berekenen zijn. Een overzicht daarvan vindt men in het aangehaalde artikel [6].

Zoals reeds werd aangestipt, geldt iedere combinatie slechts in een beperkt gebied van G-waarden en zal men, wanneer men de verlichtingssterkte van nul af laat toenemen, voor een juiste beschrijving van tijd tot tijd van combinatie (van code) moeten veranderen. De waarden van G waarbij dat moet gebeuren, zijn die waarbij een verwaarloosde grootheid even groot is geworden als zijn niet-verwaarloosde confrater. Grafisch kan men die gemakkelijk vinden door het berekende verloop van de zes concentraties en „stromen" uit te zetten tegen G: men is aan het einde van het geldigheidsgebied van een combinatie gekomen als van een zeker tweetal grootheden de curve voor de verwaarloosde en die voor de niet-verwaarloosde elkaar snijden. In *fig. 12* ziet men zo'n grafiek voor de formules (II,28) en (II,29), waarbij voor de zes stofconstanten uiteraard bepaalde waarden gekozen zijn. Zoals men ziet, is in beide coördinaatrichtingen een logaritmische schaal gekozen. Voor de ordinaatas is dat noodzakelijk, omdat de waarden der concentraties onderling vele decaden kunnen verschillen. Door ook de abscis G logaritmisch uit te zetten, bereikt men dat alle curven rechten worden; aan de helling ervan valt direct af te lezen volgens welke machtsexponent de desbetreffende grootheid met G varieert.

In ons voorbeeld zijn het de lijnen $a^0 = a$ en $a^+ = (\alpha a/\gamma\eta)^{\frac{1}{2}}G^{\frac{1}{2}}$ die elkaar met toenemende G het eerst snijden. Bij de G-waarde van het snijpunt ($G = G_1$) heeft a^+ de waarde a bereikt en is de vergelijking $a^0 = a$ (II,26a, kolom 1) blijkbaar geen goede benadering meer voor $a = a^0 + a^+$ (II,25a). We moeten in de buurt van deze waarde van G overgaan van de benadering $a^0 = a$ op de benadering $a^+ = a$; het eerste cijfer van het codenummer verandert dus van 1 in 2. Berekent men voor de nieuwe combinatie (211211) de concentraties, dan vindt men de in de figuur aangegeven oplossingen. De waarde van G_1 vindt men gemakkelijk door b.v. de aan beide zijden geldende uitdrukkingen voor a^+ aan elkaar gelijk te stellen; dit levert: $G_1 = a\gamma\eta/\alpha$. In werkelijkheid vertonen de curven uiteraard geen knik maar bevatten ze in de buurt van G_1 een bocht.

Vervolgen we het verloop van de curven verder, dan zien we dat ook de combinatie 211211 op den duur niet meer voldoet: waar de lijn voor p de lijn $a^+ = a$ snijdt, moet de benadering $a^+ = h^-$ voor (II,25c) overgaan in $p = h^-$ (II,26c, kolom 3). Het codenummer wordt dus 213211.

Daar het principe van de rekenwijze hiermee voldoende geïllustreerd is, zullen we niet nagaan wat er gebeurt wanneer men in het voorbeeld van fig. 12 de

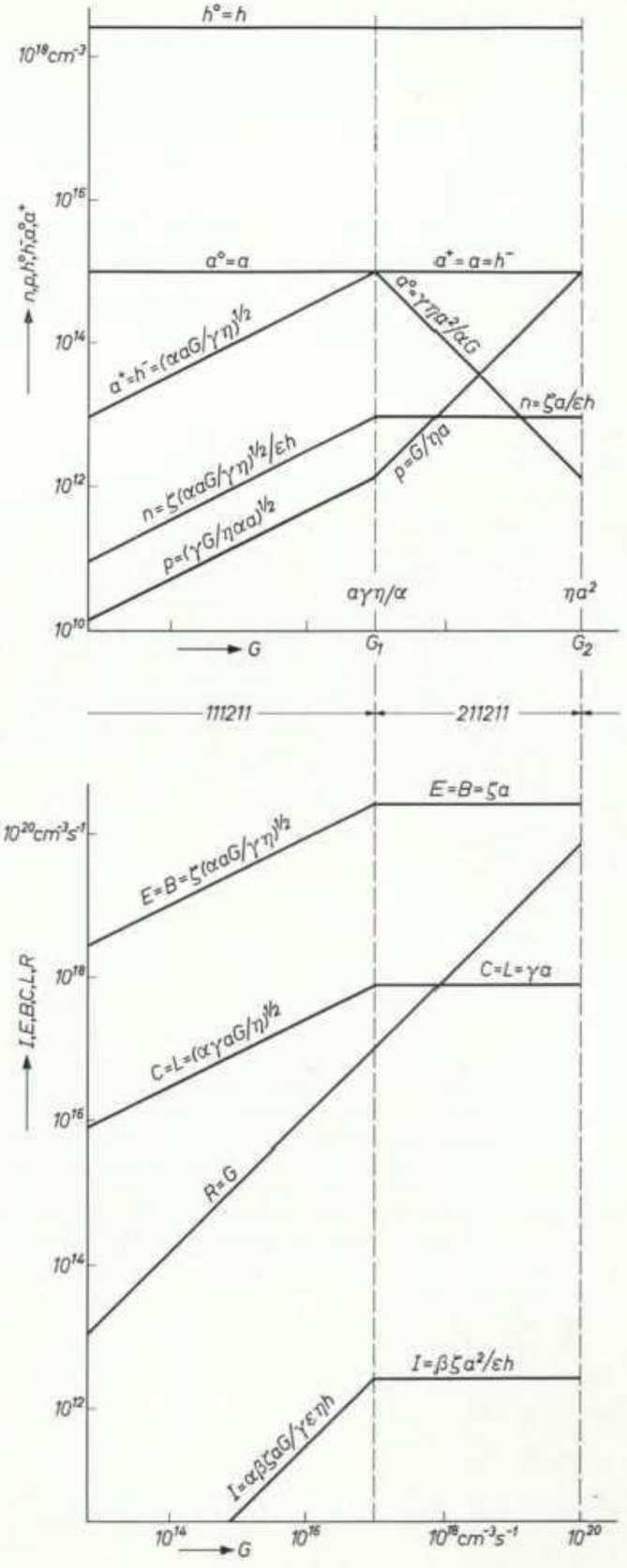


Fig. 12. Diagram volgens Klasens van het verloop van concentraties (boven) en „stromen" (onder) met de excitatiedichtheid G voor een stof volgens fig. 11. In de dubbellogaritmische grafieken worden alle curven benaderd door rechten. Bij toenemende G moet af en toe op een andere benadering worden overgegaan. In dit voorbeeld geschiedt dat bij de waarden G_1 en G_2. Daar het gebied dat G doorloopt vele decaden omvat en men meestal slechts enkele malen van benadering behoeft te veranderen, geven de rechten een vrij nauwkeurig beeld van het werkelijke verloop van de krommen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarde van G nog verder laat toenemen. Liever beschouwen we nog een bijzonder geval.

Extreme supralineariteit

Bij onderzoek aan fotogeleiders ontmoet men soms het geval dat b.v. de fotostroom — dat wil dus zeggen n of p — in een klein gebied van G-waarden zéér veel sterker dan evenredig met G toeneemt, b.v. met G^4 of G^6. Men spreekt dan van „extreme supralineariteit". We willen thans aan een voorbeeld laten zien dat de verklaring hiervan ongedwongen uit het systeem van benaderingen volgens Klasens te voorschijn komt. Er zal daarbij blijken dat zo'n interval van G-waarden *niet* identiek is met een geldigheidsinterval van één benadering (vgl. fig. 12), maar dat „extreme supralineariteit", indien aanwezig, juist optreedt rondom een G-waarde waar twee van dergelijke intervallen aan elkaar grenzen.

Stel dat we te maken hebben met een stof waarvoor in een zeker interval van G-waarden de combinatie 111211 van ons vorige voorbeeld geldt, maar waarin niet, zoals daar, de concentratie h van de hoger gelegen centra groter is dan die van de andere, doch juist kleiner; de horizontaal $h^0 = h$ ligt nu dus *onder* de curve $a^0 = a$ (*fig. 13*). Het einde van gebied 111211 ontstaat nu als de lijn voor h^- de horizontaal $h^0 = h$ snijdt. De benadering $h^0 = h$ voor (II,25b) moet daar blijkbaar vervangen worden door $h^- = h$, zodat het codenummer overgaat in 121211. We krijgen dus als stelsel vergelijkingen (vgl. fig. 11 en verg. II,26):

$$\left.\begin{aligned} &a^0 = a,\\ &h^- = h,\\ &a^+ = h^-, \end{aligned}\right\} \quad a^+ = h,$$

$$\left.\begin{aligned} &G = R, \quad \text{ofwel:} \quad G = \eta p h^-,\\ &C = L, \quad \text{ofwel:} \quad \alpha p a^0 = \gamma a^+,\\ &E = B, \quad \text{ofwel:} \quad h^0 n = \zeta h^-/\varepsilon. \end{aligned}\right\} \qquad \text{(II,30)}$$

Van deze zes vergelijkingen bevatten de eerste vijf slechts vier onbekenden; deze vergelijkingen moeten dus strijdig zijn. De twee andere onbekenden — h^0 en n — komen samen in de zesde vergelijking voor. Beschouwt men de beide oplossingen voor p die uit de vierde en de vijfde vergelijking af te leiden zijn: $p = G/\eta h$ en $p = \gamma h/\alpha a$, dan ziet men dat de strijdigheid is opgeheven als G de waarde G_1 heeft waarvoor deze beide oplossingen aan elkaar gelijk zijn: $G_1 = \gamma\eta h^2/\alpha a$. De benadering 121211 geldt nu dus niet in een interval maar slechts bij deze ene waarde van G; voor grotere G-waarden moet weer een volgende benadering gebruikt worden.

De extreme supralineariteit komt nu direct te voorschijn wanneer we nagaan wat bij $G = G_1$ de onbekenden h^0 en n doen, waarvan we volgens de zesde

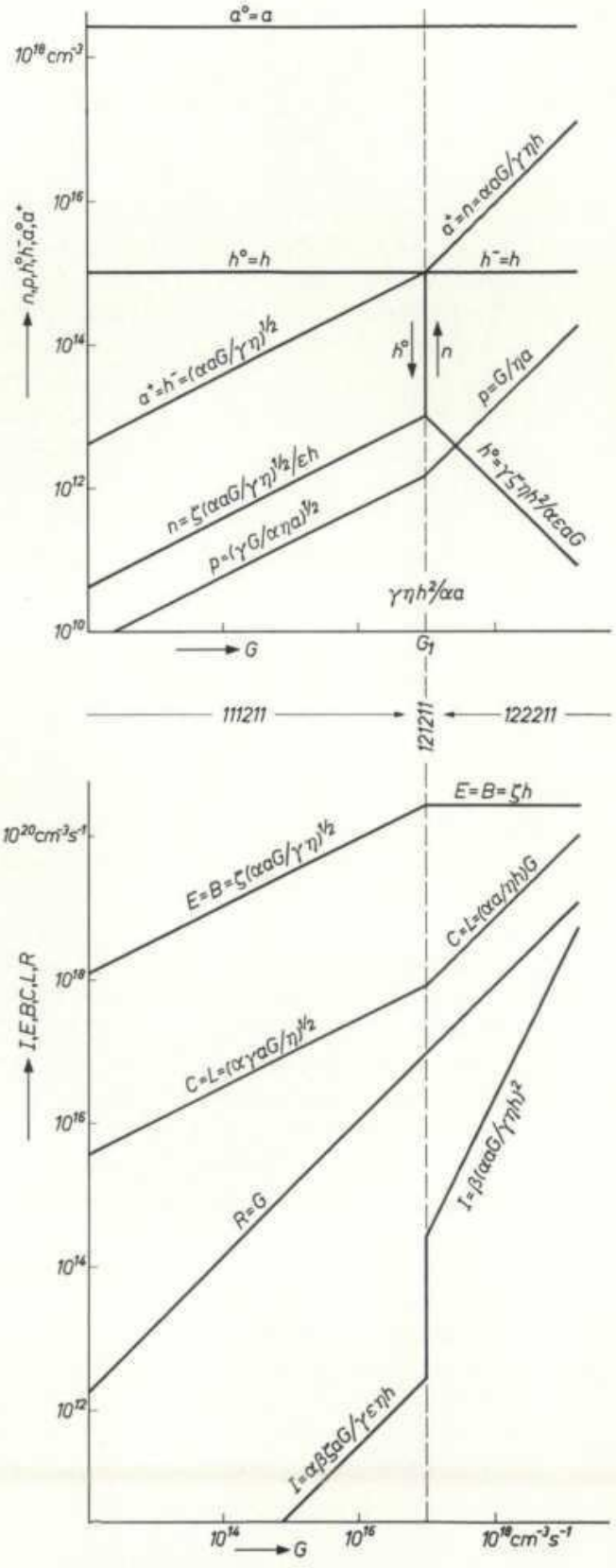


Fig. 13. Diagram volgens Klasens van een stof volgens fig. 11 waarin de materiaalconstanten (de concentraties der stoorcentra en de overgangswaarschijnlijkheden) zodanige waarden hebben dat het verloop van n, I en h^0 bij een zekere waarde van G benaderd moet worden door een sprong. In werkelijkheid is er bij deze waarde van G natuurlijk geen sprong, maar n en I nemen in een klein gebied van G-waarden zeer sterk toe (zg. extreme supralineariteit); de concentratie h^0 neemt in dit gebied zeer sterk af.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vergelijking dus niet méér weten dan dat hun produkt constant is. Hiertoe gaan we na of, en zo ja in welke richting, n en h^0 ter plaatse $G = G_1$ veranderen en hoe het verloop is in het interval dat aan de bovenzijde aan $G = G_1$ grenst. In dit aangrenzende interval zal de benadering 122211 gelden. Men kan dit afleiden uit het volgende. In het interval 111211 nam h^- toe met G: bij $G = G_1$ moesten we dientengevolge zelfs de benadering $h^0 = h$ vervangen door $h^- = h$. Dit betekent dat h^0 in het eerste interval in werkelijkheid daalt, en dat in ons schema (fig. 13) de curve voor h^0 dus bij $G = G_1$ verticaal naar beneden moet gaan. Gezien de constantheid van nh^0 zal de concentratie n daar dus stijgen. Daarbij passeert n op den duur de waarde h, hetgeen impliceert dat de benadering $a^+ = h^-$ voor (II,25c) moet overgaan in $a^+ = n$ (II,26c, kolom 2); het derde cijfer van de code verandert dus inderdaad van 1 in 2. Berekent men met de nieuwe benadering het verloop met G van de diverse grootheden, dan vindt men de in fig. 13 bij de curven geschreven oplossingen; door $G = G_1$ in te vullen, vindt men met welke coördinaatwaarde de curven beginnen.

Uit een en ander blijkt dat de grootheden h^0, I en n — dus ook de fotostroom — in het punt $G = G_1$ een *sprong* maken, Het plotselinge toenemen aldaar van n en I nu is niets anders dan de in ons schema passende benaderende voorstelling van de in de aanhef genoemde supralineariteit [8].

Beschouwen we het gebeurde rondom $G = G_1$ als geheel, dan zien we dat daar bij toenemende G een sterke verandering optreedt in de bezetting der niveaus: n wordt veel groter, h^0 wordt veel kleiner ofwel de hooggelegen niveaus raken nagenoeg alle bezet. Door het toenemen van n wordt uiteraard ook de gevoeligheid van de fotogeleider groter. We hebben hier dus weer te maken met een geval waarin toevoegen van centra tot activering leidt (vgl. het eerste hoofdstuk). In *fig. 14* vindt men de verandering van niveaubezetting nog eens aanschouwelijk voorgesteld.

Thans willen we nog nagaan hoe in de drie intervallen van G de recombinatie verloopt, en ook de respectieve levensduren berekenen. Uit fig. 13*b* — of ook uit het feit dat het vierde cijfer van het codenummer steeds 2 is — kan men aflezen dat voor alle drie de intervallen de benadering $R = G$ geldt; blijkbaar verloopt de recombinatie in alle drie in hoofdzaak via de hooggelegen centra. De levensduur τ is dus ongeveer gelijk aan n/R, ofwel:

$$\tau = n/\eta p h^-. \quad \ldots\ldots \quad \text{(II,31)}$$

Hieruit valt af te leiden, b.v. door invullen van de in ieder interval geldende oplossing voor n, p en h^-, dat in het interval links van G_1 de levensduur omgekeerd evenredig is met $\sqrt{G}$ en dat deze in het interval rechts van G_1 constant is. Voor excitatiedichtheden kleiner dan G_1 verloopt het recombinatieproces derhalve *bimoleculair*, voor grotere excitatiedichtheden *monomoleculair* (vgl. II,5 en II,6).

Luminescentie

Hierboven werd reeds opgemerkt dat bij overgang van een elektron naar een lager gelegen energieniveau (recombinatie) het energieverschil kan vrijkomen in de vorm van een lichtquantum. De bestudering van deze lichtemissie — of „luminescentie" — kan belangrijke informatie verschaffen omtrent hetgeen zich in een verlichte fotogeleider afspeelt.

Nemen we weer als voorbeeld een stof met twee soorten stoorniveaus, waarvan dus het niveauschema gegeven wordt door fig. 11. In zo'n stof kunnen in principe alle vier de overgangen die in fig. 11 met benedenwaarts gerichte pijlen zijn aangeduid, gepaard gaan met lichtemissie. Stel dat dit in een stof van ons voorbeeld het geval is met de overgang I; de drie andere geschieden stralingsloos. Daar de sterkte van de luminescentie uiteraard evenredig is met het aantal elektronen dat per tijdseenheid overgaat, is het verloop ervan met de door de opvallende straling teweeggebrachte verlichtingssterkte, op een constante na, identiek met het verloop van de curven voor I in een diagram van het type van fig. 12 en fig. 13. Terwijl de bestudering van de fotogeleiding ons iets leert over de

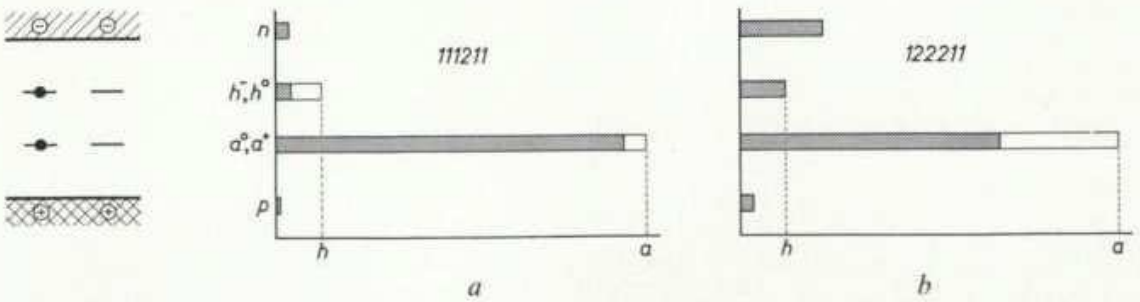


Fig. 14. Schematische voorstelling van de zeer sterke verandering van niveaubezetting die in de stof van fig. 13 optreedt rondom de waarde G_1 van G. *a*) Toestand in het interval 111211, *b*) toestand in het interval 122211. De bezetting a^0 van de laaggelegen centra wijzigt zich relatief slechts weinig, doordat a veel groter is dan h.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

concentraties n en p en de levensduur der ladingdragers, kan men uit het gedrag van de luminescentie iets te weten komen over de „recombinatiestromen"; beide soorten gegevens vullen elkaar aan en maken het samen mogelijk een beeld te krijgen van het gebeuren in een bepaalde stof. Verder kan men uit de golflengte van het uitgestraalde licht uiteraard het in de aanhef genoemde energieverschil berekenen en aldus de ligging van het desbetreffende stoorniveau vinden.

Zo goed als het toevoegen van stoorcentra van een tweede soort de fotogeleidingseigenschappen sterk kan beïnvloeden, zo goed zal ook de luminescentie — die immers een „zichtbaar" geworden „recombinatiestroom" is — de invloed daarvan ondergaan. Het zal duidelijk zijn dat men deze invloed, evenzeer als die op de fotogeleiding, kan nagaan met de hierboven beschreven benaderingsmethode. Men behoeft daartoe in het zojuist genoemde voorbeeld immers slechts na te gaan wat er met de kromme voor I gebeurt.

Tot slot vermelden we nog kort twee sprekende voorbeelden van invloed van een tweede soort stoorcentra. Deze zullen opnieuw de zeer nauwe samenhang tussen luminescentie en fotogeleiding aan de dag brengen.

Hebben b.v. de hooggelegen centra (fig. 11) sterk het karakter van een vangplaats (R verwaarloosbaar), dan zal de aanwezigheid van deze centra aanleiding geven tot nalichten. Dit is niets anders dan de recombinatie (via de andere centra) van de elektronen die na het uitschakelen van de verlichting nog uit de vangplaatsen „verdampen" en die, zoals beschreven, tevens oorzaak zijn van de „staart" die de fotostroom vertoont.

Domineren daarentegen de overgangen R en E — tweede voorbeeld —, dan geschiedt slechts een klein deel van de recombinaties via de laaggelegen centra en is I dus veel zwakker dan in het vorge voorbeeld. Hetzelfde geldt derhalve voor de luminescentie. Een stof die, als men er luminescerend materiaal mee doteert, een dergelijke verzwakkende invloed op de luminescentie heeft, wordt wel een „killer" genoemd.

De mate waarin zo'n „killer" de luminescentie verzwakt, hangt van de temperatuur af. Verhoogt men die, dan wordt de „stroom" L sterker en a^+, het aantal onbezette (laaggelegen) stoorcentra, neemt af. Hetzelfde geschiedt met I, en een grotere fractie van de recombinaties verloopt via de andere centra, d.w.z. zonder emissie van straling. Als dit effect sterk is, spreekt men van „thermische doving".

Verder vertoont de luminescentie zoals men uit fig. 12 en 13 kan aflezen, soortgelijke merkwaardigheden als de fotogeleiding. In fig. 12 hebben we een geval waarin zowel de fotogeleiding (n) als de luminescentie (I) met toenemende G een verzadiging vertoont. In fig. 13 vindt men de hierboven uitvoerig besproken merkwaardigheden in het gedrag van n — extreme supralineariteit, activering — ook in dat van de luminescentie.

Tot slot van dit artikel willen we nog iets zeggen over de praktijk van het onderzoek aan fotogeleiders en luminescerende stoffen en in het bijzonder over de diensten die de in het laatste hoofdstuk geschetste methode van Klasens daarbij bewijzen kan.

Bij de beschrijving van de methode gingen we uit van een vereenvoudigd model van stoffen met twee soorten stoorplaatsen, terwijl contactinvloeden buiten beschouwing gelaten werden. In dat geval zijn er, zoals vermeld werd, reeds 128 combinaties van benaderende vergelijkingen mogelijk. Voor iedere stof waarvoor dit model geldt, bleek men het verloop van de diverse variabele grootheden met de excitatiedichtheid G te kunnen benaderen door een reeks van een beperkt aantal van deze 128 combinaties.

In de praktijk zal het nu dikwijls voorkomen dat men met een niveauschema met slechts twee soorten stoorcentra niet kan volstaan. Sommige verontreinigingen hebben nog een merkbare invloed op de fotogeleiding als hun concentratie zo gering is dat ze chemisch nauwelijks of niet aantoonbaar zijn — de laagste concentratie waarbij vele verontreinigingen spectrochemisch nog aantoonbaar zijn, ligt in de buurt van 10^{16} atomen/cm^3. Voor het onderzoek aan dergelijke stoffen zou men dus de beschikking willen hebben over met de methode van Klasens verkregen tabellen van benaderingen die gebaseerd zijn op niveauschema's met méér dan twee soorten stoorcentra.

In theorie is het zeer goed mogelijk dergelijke tabellen te maken. Door de zeer grote omvang die ze zouden krijgen, is dit praktisch echter nauwelijks uitvoerbaar. Dit betekent geenszins dat men in de meer ingewikkelde situaties de methode niet zou kunnen toepassen. Integendeel, wanneer men kan uitgaan van fotogeleidend (luminescerend) materiaal waarvan de eigenschappen goed bekend zijn, is de methode een belangrijk hulpmiddel bij het onderzoek naar de eigenschappen van nieuwe materialen die uit de eerste verkregen zijn door dotering, d.w.z. door toevoeging van nog een nieuw soort stoorcentra. Omgekeerd lukt het soms ook om een bekende stof, door een weloverwogen dotering, bepaalde, voor een zekere toepassing gewenste, eigenschappen mee te delen. Men moet daartoe uiteraard beschikken over kennis omtrent de aard der stoorcentra waartoe de diverse elementen die als dotering in aanmerking komen, aanleiding geven. Met de methode van Klasens kan men dan nagaan welk van deze elementen het best gebruikt kan worden en welke concentratie het gunstigst is om het gestelde doel zo goed mogelijk te benaderen. In diverse gevallen is het daarbij, dank zij

[8] Een onderzoek naar de omstandigheden waaronder dit verschijnsel kan optreden is beschreven in F. N. Hooge en D. Polder, Conditions for superlinear intrinsic photoconductivity, J. Phys. Chem. Solids **25**, 977-984, 1964 (no. 9). Zie ook: F. N. Hooge, Consequences of the conditions for superlinear intrinsic photoconductivity, Philips Res. Repts. **19**, 333-348, 1964 (no. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het voortschrijden van de techniek van het maken van uiterst zuivere stoffen, toch mogelijk de van nature aanwezige verontreinigingen buiten beschouwing te laten. Hun invloed is dan tegenover die van de dotering inderdaad te verwaarlozen.

Bijzonder groot zijn de moeilijkheden wanneer men wil trachten te komen tot een goed model van een stof waarvan nog nagenoeg niets bekend is. Het eerste probleem: „hoeveel soorten stoorplaatsen zijn er?", is dikwijls al niet direct op te lossen: zoals we zagen, hebben sommige verontreinigingen reeds in uiterst geringe concentratie merkbare invloed, verder spelen de vacatures en interstitiële atomen een rol, en ten slotte zijn er verontreinigingen die het aanzijn geven aan méér dan één soort stoorniveaus. Het is dan meer dan ooit nodig zoveel mogelijk eigenschappen te onderzoeken — fotogeleiding, luminescentie, temperatuurafhankelijkheid daarvan, absorptiespectrum, elektronspinresonantie, enz. — en te trachten door combinatie van gegevens en uitsluiting van mogelijkheden tot een eenvoudig eerste model te komen. Vaak zal uit een analyse volgens Klasens blijken dat méér dan één model mogelijk is. Een der verdiensten van de methode is dat uit de analyse blijkt op welke wijze men het onderzoek moet voortzetten om te weten te komen welk van de modellen het beste is.

Samenvatting. Het evenwicht in een verlichte fotogeleider is een *dynamisch* evenwicht: ieder energieniveau wordt per seconde door evenveel ladingdragers bereikt als verlaten. Ontstaan en verdwijnen kunnen ladingdragers uitsluitend twee aan twee: met ieder elektron correspondeert een gat. De recombinatie verloopt hetzij als een bimoleculaire reactie, hetzij als een pseudo-monomoleculaire. Recombinatie via een stoorcentrum verloopt zowel bij sterke als bij zwakke verlichting pseudo-monomoleculair. Toevoegen van andersoortige recombinatiecentra kan soms de gevoeligheid sterk verhogen (activering). Vangplaatsen maken de responsie dikwijls zeer veel trager, niet echter bij zeer grote verlichtingssterkte. Stoffen met twee (of meer) soorten stoorcentra vertonen een zeer uiteenlopend gedrag. De volledige en exacte theoretische beschrijving is gecompliceerd. Met de benaderingsmethode van Klasens kan men een praktisch bruikbaar overzicht van alle gedragspatronen verkrijgen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties van medewerkers van Philipslaboratoria en -fabrieken

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken. Voor het aanvragen behoeft men slechts het cursief gedrukte nummer van de gewenste publikatie op te geven.

A. C. Aten en **J. H. Haanstra:** Electroluminescence in tellurium-doped cadmium sulphide.
Physics Letters **11,** 97-98, 1964 (no. 2). *3381*

V. Belevitch: The maximum number of parameters of *n*-ports of various classes.
Philips Res. Repts. **19,** 73-77, 1964 (no. 2). *R 501*

V. Belevitch, J.-M. Goethals en **J. Neirynck:** Darlington filters with unequal uniform dissipation in inductors and capacitors.
Philips Res. Repts. **19,** 441-468, 1964 (no. 5). *R 520*

G. Blasse: On the structure of some compounds $Li_3Me^{5+}O_4$ and some other mixed metal oxides containing lithium.
Z. anorg. allgem. Chemie **331,** 44-50, 1964 (no. 1/2). *3386*

G. Blasse: Qualitative approach to the structural differences between some mixed metal oxides containing Sb^{5+}, Nb^{5+} and Ta^{5+}.
J. inorg. nucl. Chem. **26,** 1191-1199, 1964 (no. 7). *3363*

G. Blasse: The structure of some new mixed metal oxides containing lithium (II).
J. inorg. nucl. Chem. **26,** 1473-1474, 1964 (no. 8). *3388*
Vervolg van *3275*.

G. Blasse en **D. J. Schipper:** Sulphospinels containing rhodium.
J. inorg. nucl. Chem. **26,** 1467-1468, 1964 (no. 8). *3385*

G. Bouwhuis: Eigenfrequencies and quality factors of multi-mirror etalons.
Philips Res. Repts. **19,** 422-428, 1964 (no. 5). *R 518*

A. Bril en **W. van Meurs-Hoekstra:** Properties of the fluorescence of some N.B.S. standard phosphors.
Philips Res. Repts. **19,** 296-306, 1964 (no. 3). *R 507*

G. P. Brouwer: A highly sensitive recording electronic pyrometer.
Philips Res. Repts. **19,** 471-478, 1964 (no. 5). *R 522*

P. J. Buysman: Het ontstaan van blazen in de diplaag van keramische gietvormen.
Klei en Keramiek **14,** 134-142, 1964. *3378*

P. Cornelius: Quantity equations and system variation in electricity.
Physica **30,** 1446-1452, 1964 (no. 7). *3366*

R. David: Ultrasonic attenuation in superconducting aluminium. (Dissertatie Leiden, okt. 1964.)
Philips Res. Repts. **19,** 524-602, 1964 (no. 6). *R 526*

J. Davidse: Transmission and decoding in colour television. (Dissertatie Eindhoven, mei 1964.)
Philips Res. Repts. **19,** 112-194 en 195-280, 1964 (nos. 2 en 3). *R 504* en *R 505*

J. Dieleman, S. H. de Bruin, C. Z. van Doorn en **J. H. Haanstra:** Structure of the "orange" centres in self-coactivated ZnS:Ag, Cu or Au.
Philips Res. Repts. **19,** 311-318, 1964 (no. 4). *R 508*

W. F. Druyvesteyn en **J. Volger:** Resistance transitions of superconducting lead-indium alloys.
Philips Res. Repts. **19,** 359-377, 1964 (no. 4). *R 513*

U. Enz: Die Dynamik der Blochschen Wand.
Helv. phys. Acta **37,** 245-251, 1964 (no. 3). *3370*

W. de Groot: Het internationale stelsel van eenheden, moderne vorm van het metrieke stelsel.
Ned. T. Natuurk. **30,** 101-113, 1964 (no. 3). *3362*

G. J. van Gurp en **A. P. van Gelder:** Asymmetries in superconductor-normal metal tunnelling junctions.
Philips Res. Repts. **19,** 400-402, 1964 (no. 4). *R 516*

E. F. de Haan en **A. G. van Doorn:** The "Plumbicon": a camera tube with a photoconductive lead oxide layer.
J. SMPTE **73,** 473-476, 1964 (no. 6[1]). *3375*
Zie ook Philips techn. T. **25,** 277-295, 1963.

J. Haisma en **G. Bouwhuis:** Mode competition and combination tones in a gas laser.
Phys. Rev. Letters **12,** 287-290, 1964 (no. 11). *3367*

G. E. G. Hardeman en **G. Gerritsen:** Suppression of nuclear dynamic polarisation by radio frequency radiation.
Physics Letters **11,** 20-21, 1964 (no. 1). *3380*

F. N. Hooge: Consequences of the conditions for superlinear intrinsic photoconductivity.
Philips Res. Repts. **19,** 333-348, 1964 (no. 4). *R 511*

F. N. Hooge en **D. Polder:** Conditions for superlinear intrinsic photoconductivity.
J. Phys. Chem. Solids **25,** 977-984, 1964 (no. 9). *3389*

S. van Houten en **A. J. Bosman:** Mechanical and dielectric relaxation in transition metal oxides.
Proc. 1st Buhl int. Conf. on transition metal compounds, Pittsburgh 1963, blz. 123-136. *3387*

H. A. Klasens en **H. Koelmans:** A tin oxide field-effect transistor.
Solid-State Electronics **7,** 701-702, 1964 (no. 9). *3382*

H. de Lang: Optische aspecten van de laser.
Ned. T. Natuurk. **30,** 195-210, 1964 (no. 5). *3377*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

H. de Lang: Eigenstates of polarization in lasers.
Philips Res. Repts. **19,** 429-440, 1964 (no. 5). *R 519*

F. K. Lotgering: Ferromagnetism in spinels: $CuCr_2S_4$ and $CuCr_2Se_4$.
Solid State Comm. **2,** 55-56, 1964 (no. 2). *3371*

R. Memming: On the interpretation of the impedance of the semiconductor-electrolyte interface.
Philips Res. Repts. **19,** 323-332, 1964 (no. 4). *R 510*

H. Mooijweer: Parametrische versterkers; een inleiding.
Ned. T. Natuurk. **30,** 145-158, 1964 (no. 4). *3368*

B. E. Mulhall: The measurement of magnetic permeability at radio frequencies.
Philips Res. Repts. **19,** 78-102, 1964 (no. 2). *R 502*

G. F. Neumark: Momentum matrix elements from a one-dimensional rectangular-well potential model.
Philips Res. Repts. **19,** 349-358, 1964 (no. 4). *R 512*

A. G. van Nie: Rigorous calculation of the electromagnetic field of wave beams.
Philips Res. Repts. **19,** 378-394, 1964 (no. 4). *R 514*

M. J. Offerhaus: Geometry of the radiation field for a laser interferometer.
Philips Res. Repts. **19,** 520-523, 1964 (no. 6). *R 525*

D. J. van Ooijen en **A. S. van der Goot:** Internal friction caused by oxygen and nitrogen in niobium.
Philips Res. Repts. **19,** 505-519, 1964 (no. 6). *R 524*

G. Prast en **G. J. Haarhuis:** Die Philips-Gaskältemaschine für sehr tiefe Temperaturen.
Kältetechnik **16,** 232-235, 1964 (no. 8). *3384*
Zie ook Philips techn. T. **26,** 1-11, 1964/65 (no. 1).

O. Reifenschweiler: Hydrogen pressure regulator with high absorption rate.
Rev. sci. Instr. **35,** 456-460, 1964 (no. 4). *3365*

D. A. Schreuder: De luminantietechniek in de straatverlichting.
Ingenieur **76,** E 89-E 99, 1964 (no. 30). *3372*

G. Schulten: Maser action by population inversion in a molecular beam.
Philips Res. Repts. **19,** 395-399, 1964 (no. 4). *R 515*

B. H. Schultz en **J. M. Noothoven van Goor:** Hall effect and resistivity of bismuth doped with tellurium or tin.
Philips Res. Repts. **19,** 103-111, 1964 (no. 2). *R 503*

P. J. Severin: The low frequency impedance of the cathode fall region.
J. Electron. Contr. **16,** 381-391, 1964 (no. 4). *3376*

L. A. Æ. Sluyterman: Product inhibition of papain action.
Biochim. biophys. Acta **85,** 316-321, 1964 (no. 2). *3361*

M. J. Sparnaay: On the electrostatic contribution to the interfacial tension of semiconductor/gas and semiconductor/electrolyte interfaces.
Surface Sci. **1,** 213-224, 1964 (no. 3). *3383*

Ramji Srivastava en **K. G. Srivastava:** Anisotropic susceptibility of cobaltous ions.
Philips Res. Repts. **19,** 469-470, 1964 (no. 5). *R 521*

C. G. Venis: Strippen-slijpmachine voor rubber en andere materialen.
Fijntechniek **4,** 117-119, 1964 (no. 8). *3390*

J. Volger, F. A. Staas en **A. G. van Vijfeijken:** Viscous flow of flux in a pure superconductor of the second kind.
Physics Letters **9,** 303-304, 1964 (no. 4). *3364*

J. H. N. van Vucht, H. A. C. M. Bruning, H. C. Donkersloot en **A. H. Gomes de Mesquita:** The system vanadium-gallium.
Philips Res. Repts. **19,** 407-421, 1964 (no. 5). *R 517*

J. H. N. van Vucht en **K. H. J. Buschow:** On the binary aluminium-rich compounds of the rare-earth elements.
Philips Res. Repts. **19,** 319-322, 1964 (no. 4). *R 509*

G. L. Walther: Digital signal response of magnetic reproducing heads.
Philips Res. Repts. **19,** 281-295, 1964 (no. 3). *R 506*

W. L. Wanmaker en **A. Bril:** Fluorescent properties of terbium-activated alkaline-earth borates.
Philips Res. Repts. **19,** 479-497, 1964 (no. 5). *R 523*

N. Warmoltz, D. Admiraal en **E. Bouwmeester:** Ein Mehrzweck-Massenspektrometer.
Elektronik **13,** 5-10 en 71-76, 1964 (nos. 1 en 3). *3374*

J. S. C. Wessels: ATP formation accompanying photoreduction of $NADP^+$ by ascorbate-indophenol in chloroplast fragments.
Biochim. biophys. Acta **79,** 640-642, 1964 (no. 3). *3369*

H.-O. Westermann: Das Reflexionsverhalten bituminöser Straßendecken im Zusammenhang mit der Griffigkeit.
Straßen- und Tiefbau **18,** 290-291 en 293-295, 1964 (no. 3). *3373*

W. J. Witteman en **J. Haisma:** Analysis of combination tones in a short gas laser.
Phys. Rev. Letters **12,** 617-619, 1964 (no. 22). *3379*

Jaargang 26, 1964/65, no. 7 blz. 221-252 Verschenen 26 mei 1965

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!